FISICA
AL ALCANCE DE TODOS

LA TEMPERATURA

Ya. Smorodinski

EDITORIAL MIR MOSCÚ



FISICA

AL ALCANCE DE TODOS

FISICA AL ALCANCE DE TODOS

Я. А. Смородинский

ТЕМПЕРАТУРА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА

FISICA AL ALCANCE DE TODOS

LA TEMPERATURA

Ya. Smorodinski

Traducido del ruso por Carlos Rodríguez.

EDITORIAL MIR MOSCÚ



На испанском языке

CONTENIDO

NOTA DE LA REDACCIÓN

La Editorial MIR presenta una serie de libros de divulgación científica sobre Física y otras ciencias afines a ella.

En esta serie incluiremos libros, escritos por científicos soviéticos, dedicados al estado actual de la ciencia y acerca de cómo va creándose un cuadro físico único del mundo, cuya armoniosidad provoca admiración y sorpresa ante el poder de la razón humana. Los libros de esta serie deberán relatar cómo en nuestros días la Física penetra cada vez más en la vida diaria y cómo nosotros a menudo utilizamos instrumentos sin comprender en absoluto sobre la base de qué principios físicos funcionan.

En los albores de nuestro siglo, la teoría de la electricidad y el magnetismo estaba considerada como una ciencia demasiado difícil, comprensible solamente a un grupo de elegidos. Actualmente los nuevos fenómenos físicos y las nuevas teorías físicas encuentran rápidamente aplicación en la técnica. Instrumentos basados en principios descubiertos hace poco tiempo y sólo recientemente comprendidos, aparecen incluso en nuestras casas.

El hombre moderno necesita conocer y comprender lo que ocurre a su alrededor.

La serie que comenzamos deberá, así lo esperamos, ayudar al lector a comprender las vías fundamentales del desarrollo de la física moderna.

PREFACIO

Todo libro de divulgación científica sobre física persigue un doble objetivo. En él, ante todo, el lector puede aprender algo nuevo. Este libro recoge una gran cantidad de material dedicado a la temperatura que no se encuentra en los manuales escolares. Aunque se trata de un libro de divulgación, no todo lo que aquí se trata puede ser totalmente comprendido, ya que no todo se puede explicar sin aplicar las matemáticas y sin aquellas partes de la física que no se estudian en la escuela.

Ante esta dificultad existe un solo remedio: hay que ser optimista. Pasará el tiempo y el lector tendrá conocimientos de física estadística y mecánica cuántica. Entonces, todo lo que aquí se relata le resultará sencillo y comprensible. En los caminos del conocimiento no existen atajos. Para llegar a la cima hay que vencer todos los obstáculos por muy difíciles que sean.

No obstante, aún sin comprender todos los detalles es muy útil tener cierta idea, desde el principio, de cuál es el camino y a qué paraderos conduce. Precisamente a esto debe coadyuvar el libro de divulgación y en esto radica su segundo y quizás más importante objetivo.

En este libro sobre la temperatura el autor quiso narrar cómo surgen los conceptos físicos, como aparecen nuevos métodos de medición de las magnitudes físicas y cómo el desarrollo de la física conduce a que los viejos conceptos, a los que estamos acostumbrados, penetran en nuevas y nuevas ramas de la física cuya existencia nuestros antecesores ni siquiera sospechaban.

Actualmente la física se ha convertido en una ciencia unificada. Al estudiar una de sus ramas vamos a parar inevitablemente a otros de sus más insospechables dominios.

La historia de cómo el Hombre descubre las leyes de la Naturaleza y construye el edificio monumental de las ciencias naturales modernas, es una historia instructiva e interesante. La teoría del calor es uno de los capítulos de esa historia.

El autor agradece al Académico I.K. Kikoin y al Profesor M.I. Kagánov por las observaciones hechas durante la discusión del manuscrito.

Ya. Smorodinski.

INTRODUCCIÓN

Todo el mundo sabe lo que es el calor. En los manuales escolares se explica que las partículas que constituyen los gases, líquidos y sólidos se encuentran en movimiento continuo y que este movimiento se percibe como calor. La temperatura se define por la energía del movimiento de las partículas, mediada entre el enorme número de éstas. Todo lo relacionado con el calor se expone en el manual con tanta claridad y sencillez que esta parte de la física parece incluso aburrida.

Sin embargo, la teoría del calor no surgió de pronto. Durante mucho tiempo no se comprendía ni lo que era el calor ni la diferencia existente entre la temperatura y el calor. La física es una ciencia relativamente joven. Hace tan sólo 200 años las leyes de la naturaleza se presentaban como reglas dispersas, deducidas del experimento y casi desligadas entre sí. Sólo la mecánica podía competir con las matemáticas en armonía y rigor. Sólo en la mecánica se sabía deducir fórmulas con ayuda de las cuales era posible calcular con exactitud las características de diversas máquinas. A la mecánica seguía en rigor la óptica (la óptica geométrica, como se denomina actualmente). El resto de las nociones sobre la naturaleza fueron agrupadas en dos ciencias: la física y la química.

Los físicos se esforzaban por comprender que es lo que une las distintas ramas de la ciencia sobre la naturaleza. Unos consideraban que todos los fenómenos deben ser explicados sobre la base de la mecánica y que todo en la naturaleza está formado por partículas pequeñísimas: átomos, mónadas o corpúsculos (como se denominaron esas partículas en diferentes épocas). Otros insistían en que lo primario en la naturaleza eran los líquidos y que todo el Universo estaba lleno de cierta sustancia que lo penetra todo, el éter. El calor también era considerado como uno de esos líquidos, el calórico; la teoría del calórico tenía mucha divulgación en aquellos tiempos.

Muchos físicos ligaban el calor con el movimiento de las moléculas. Así pensaba, en particular, Lomonósov. Pero transformar estas consideraciones generales en una ciencia rigurosa era una tarea nada fácil. Ocurrieron cosas sorprendentes: partiendo de las ingenuas ideas sobre el calórico fueron obtenidos resultados correctos. Durante mucho tiempo, las ideas sobre los átomos fueron consideradas innecesarias en la teoría del calor.

Hoy todo esto parece sorprendente. ¿ Cómo es posible desarrollar la ciencia del calor sin plantearse la pregunta: qué es el calor?

Nuestro pequeño libro está dedicado precisamente a la teoría del calor. Para limitarse en cierto modo, el autor eligió como tema la temperatura. En el libro se expone cómo surgió este concepto y cómo su significado se fue tansformando en la medida que los científicos fueron comprendiendo mejor lo que ocurre cuando calentamos o enfriamos un cuerpo.

GRADOS Y TEMPERATURA

La historia de cómo se aprendió a medir la temperatura es interesante y poco común. Los termómetros fueron inventados mucho antes de que la gente supiera lo que realmente se medía con ellos.

Al medir ángulos en el cielo o distancias en la Tierra el hombre sabía lo que hacía. No se podía decir lo mismo sobre la temperatura. La temperatura está ligada a conceptos bastante indefinidos como los de calor y frío, que en la conciencia del hombre se encontraban situados, más o menos, junto a los conceptos de olor y sabor. Pero nadie medía el olor y el sabor (al menos exactamente) y nadie preguntaba ni trataba de determinar cuántas veces era un plato más sabroso que otro o en cuántas veces el olor del heno se diferenciaba del de las rosas. Por otro lado los cuerpos calientes y fríos siempre se han podido disponer en una fila y determinar al tacto cuál de dos cuerpos es el más caliente.

El Hombre sabía desde tiempos inmemoriables que cuando dos cuerpos están en estrecho contacto entre ellos se establece lo que hoy llamamos equilibrio térmico.

Si introducimos una mano en el agua, ésta se calienta (o se enfría) en la misma medida que el agua.

La estufa calienta el aire en la habitación. Una barra metálica calentada por uno de sus extremos, en poco tiempo se calienta totalmente.

Por doquier en la naturaleza se observan flujos de calor y desde hace mucho tiempo los naturalistas vieron en esto la manifestación de las magnas leyes de la naturaleza.

En cuanto a lo qué es el flujo de calor, el equilibrio térmico y qué significa el grado de calentamiento de un cuerpo, existían diversas opiniones.

Los sabios de la Antigüedad y los escolásticos de la Edad Media relacionaban con el calor y el frío las propiedades de atracción y repulsión. Muy poco era lo que se podía explicar partiendo de tal definición.

Probablemente fueron los antiguos médicos los primeros que necesitaron una escala comparativa y suficientemente exacta del calor de los cuerpos. Ellos notaron desde antaño que el estado de salud de las personas está ligado al calor de su cuerpo y que los medicamentos son capaces de modificar este grado de calor. A cada medicina se le atribuía capacidad de enfriamiento o de

calentamiento, y la medida de su acción se determinaba por su grado, que en latín significa escalón. Sin embargo, el calor y el frío no eran considerados cualidades opuestas; el calor se moderaba con la humedad y el frío con la sequedad. Galeno, el gran médico de la Antigüedad, que vivió en el siglo II de nuestra era, consideraba que las medicinas debían ser clasificadas por sus grados: grado de calor, grado de frío, grado de humedad y grado de sequedad. De manera que existían cuatro tipos de grados y cada uno de ellos además se dividía en tres partes.

Las medicinas se mezclaban entre sí y las mezclas resultantes tenían distintos grados. Mezcla en latín significa "temperatura". Lo cierto es que Galeno no dió ninguna relación numérica entre las concentraciones de las mezclas y sus grados. Con este objetivo fueron desarrolladas numerosas teorías pero el problema de determinar el grado de una mezcla según el grado de sus componentes nunca fue resuelto.

De modo que los médicos de la antigüedad dejaron (aunque mal definida) una escala de 12 grados de la acción térmica de las medicinas.

De ciertos "grados" de calor indeterminados del cuerpo calentado se hablaba incluso antes de Galeno. A menudo se hace referencia a Herón de Alejandría, que utilizaba para ello la propiedad del aire de dilatarse cuando se calienta. Sin embargo, la verdadera historia de la ciencia del calor comenzó tan sólo con Galileo.

GALILEO

Ninguno de los contemporáneos de Galileo podía compararse con él en cuanto a la capacidad de ver la presencia de las leyes fundamentales en los fenómenos más sencillos. Es bien conocido todo lo que él fue capaz de comprender meditando acerca de la caída de los cuerpos sobre la Tierra. Menos conocido es el hecho de que él fue uno de los primeros (si no el primero) que escribió sobre la naturaleza mecánica del calor. La situación que motivó a Galileo a expresar sus opiniones al respecto es sumamente curiosa.

En el otoño de 1618 sobre Roma aparecieron dos cometas. Los fenómenos celestes siempre provocaron miedo y esperanza, y el interés por la ciencia en Roma creció súbitamente. La gente reclamaba explicaciones y pronósticos.

En diciembre de ese mismo año el Académico Cesarini escribe desde Roma a Galileo: "Incluso la gente que no se interesa de nada

está conmovida y hasta los más holgazanes de la ciudad saltan de sus camas, así que puede Ud. imaginarse la excitación que ha producido la aparición de estos cometas y la cantidad de rumores tontos a que han dado lugar". En torno a la naturaleza de los cometas surgió una gran discusión. En ella participaba en nombre de los jesuitas Oricio Grassi, y en el de la Academia Florentina, su presidente Marco Guidusi, discípulo de Galileo. En las intervenciones de ambos las consideraciones sobre los objetivos generales de la ciencia ocupan un lugar destacado. En la polémica también intervino Galileo, que publicó un libro titulado "El saggiatore" (el pesador de oro) en el cual expone detalladamente sus puntos de vista sobre la naturaleza de los fenómenos físicos. Su título tan singular para nosotros sonaba como un desafío a Grassi, el libro del cual se llamaba "Pesos para la verdad". El libro de Galileo se considera una obra maestra de la prosa italiana y hasta el presente sirve como ejemplo inigualable de literatura polémica.

En su libro Galileo escribe, en particular, sobre el calentamiento de los cuerpos sólidos por fricción y presenta otros argumentos acerca de la naturaleza mecánica del calor. Sin embargo, Galileo no sabía que por vía mecánica pueden calentarse no sólo los cuerpos sólidos sino también los líquidos y hasta los gases. En esto se veía limitado por la ausencia de datos cuantitativos sobre el calor.

En tiempos de Galileo los naturalistas no sabían medir prácticamente nada. Hasta la medición más simple de longitud o volumen encontraba dificultades, pues no existían patrones de longitud de general aceptación. Las medidas de longitud en diversos lugares eran diferentes y era sumamente embarazoso compararlas. Medir el tiempo era aún más complicado. Claro que existían en uso relojes: de sol, de agua, de arena, etc., pero ellos no servían para realizar mediciones precisas de cortos intervalos de tiempo. Se dice que en su juventud Galileo observó el balanceo de una lámpara en la catedral de Pisa y que midió el período de estas oscilaciones contando los latidos de su propio pulso. Galileo pudo descubrir las leyes de la mecánica únicamente porque fue uno de los primeros en comprender la importancia de realizar mediciones precisas.

El estudio de los fenómenos térmicos fue abordado por Galileo desde esas mismas posiciones: ante todo se ocupó del problema de cómo medir la temperatura de los cuerpos.

Los termómetros construidos por Galileo (por el año 1597) consistían de un balón de cristal *D* lleno de aire, de cuya parte inferior descendía un tubo parcialmente lleno de agua que terminaba en un recipiente *A* lleno también de agua (fig. 1). Cuando el aire en el balón se dilataba o comprimía, el nivel del agua en

el tubo variaba, lo cual indicaba la temperatura, por ejemplo, de las manos que tocaban el balón. Sin embargo, la altura de la columna de agua dependía tanto de la temperatura como de la presión atmosférica y efectuar mediciones algo precisas con este termómetro era imposible. En los tiempos de Galileo no se conocía el barómetro. Sólo su discípulo Torricelli pudo más tarde establecer la relación entre la altura de la columna de mercurio y la presión atmosférica. En esos tiempos la propia idea de que el aire podría presionar sobre la tierra parecía absurda. Por eso el termómetro de Galileo medía una magnitud bastante indefinida, pero incluso tal termómetro permitía comparar la temperatura de diferentes cuerpos en un mismo momento y lugar.

Ya entonces, con ayuda de un termómetro rudimentario, el médico y anatomista Sanctorius de la Universidad de Padua, comenzó a medir la temperatura del cuerpo humano. Para ello, el propio Sanctorius, que no conocía los trabajos de Galileo, construyó un termómetro parecido al de éste. El arte de construcción de termómetros se desarrolló extraordinariamente en




FIG. 1. *Termómetro de Galileo*


FIG. 2. *Termómetro de los maestros florentinos*

Toscana, donde los miembros de la Academia Florentina comenzaron a medir de forma sistemática la temperátura, presión y humedad del aire. Estos termómetros eran sellados, se llenaban con alcohol en lugar de agua y con ellos se podía incluso medir cuando el agua se congelaba. Los maestros florentinos eran sumamente hábiles. Construían termómetros de vidrio en los que se fijaban las divisiones con esmalte derretido de tal manera, que con ellos se podía medir la temperatura con una exactitud de aproximadamente 1° (según nuestra escala).

Los termómetros de los maestros florentinos eran sumamente bellos, casi obras de arte (fig. 2). Sin embargo, como a veces ocurre, el arte de construcción de termómetros decayó después bruscamente. Los académicos florentinos denominaban a su Academia "Academia del experimento". Fue constituida en Florencia en 1657, pero ya en 1636 Kaspar Enns publicó el libro "El taumaturgo matemático" en el que había un capítulo "Sobre el termómetro o instrumento de Drebbel mediante el cual se investigan los grados de calor y frío que se encuentran en el aire". La obra de Enns es memorable porque en ella se describe una escala de temperaturas de 8 grados y figura por primera vez la palabra "termómetro". En cuanto al "instrumento de Drebbel", se hace referencia a los termómetros construidos por Cornelis Drebbel, compatriota da Galileo, que se dedicaba al estudio de la dilatación de los gases al calentarse (fig. 3).

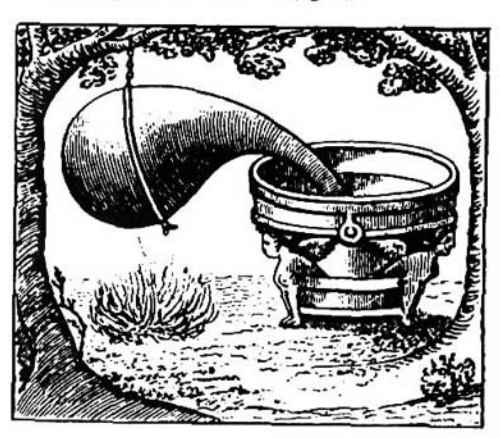


FIG. 3. *Instrumento de Drebbel*

La historia del termómetro debe mucho a una de las figuras más sorprendentes del siglo XVII, Otto von Guericke. A pesar de que era burgomaestre de Magdeburgo y que viajaba frecuentemente a distintas ciudades de Europa en misiones diplomáticas, Guericke dejó un buen recuerdo en la ciencia. Su experimento con los hemisferios de Magdeburgo que no pudieron ser separados con 16 caballos, pasó a la historia de la física. Para extraer el aire de los hemisferios Guericke construyó la primera bomba de vacío. También construyó el primer barómetro, parecido al instrumento de Galileo pero con un tubo mucho más largo. A diferencia del instrumento de Galileo, en el barómetro de Guericke se había extraído previamente el aire, de manera, que la columna de agua llenaba no sólo el largo del tubo sino también parte del balón.

El barómetro se fijaba a la pared exterior de la casa y un hombrecillo de madera, que flotaba dentro del balón de vidrio, señalaba con el dedo en la escala la presión atmosférica. Guericke fue el primero que empezó a medir sistemáticamente la presión atmosférica y trató de establecer el vínculo entre los cambios de presión y el estado del tiempo. Resulta muy gracioso, que Guericke denominara a su hombrecillo "motor perpetuo".

No causa ninguna sorpresa el hecho de que Guericke haya construido también un termómetro bastante bueno. El mismo constaba de una esfera de latón llena de aire y un tubo doblado en forma de U con alcohol. Igual que en el barómetro, en el termómetro de Guericke la temperatura la marcaba un hombrecillo de madera, el cual estaba conectado con un cable y una polea a una cajita de latón que flotaba en el extremo abierto del termómetro (fig. 4).

El termómetro de Guericke también colgaba de la pared exterior de su casa. Guericke necesitaba conocer la temperatura en unidades absolutas, para poder comparar la temperatura del aire en distintos lugares. Para ello, en el medio de la escala del termómetro de Guericke se señalaba un punto que correspondía a la indicación del hombrecillo cuando comenzaban las primeras heladas. Este punto fue escogido por Guericke como origen de la escala. Aunque esta selección era bastante ingenua, no cabe duda de que Guericke dio el primer paso.

La posibilidad de utilizar como punto de referencia la temperatura de ebullición del agua fue señalada por Huyghens en 1655. Esta elección, escribía Huyghens, permitirá comparar la temperatura (o "el grado observable de calor", como él la llamaba) en distintos lugares sin necesidad de trasladar un mismo termómetro de un sitio a otro.

En su trabajo "Sobre la escala de grados de calor y frío",

publicado en 1701, *Newton describió una escala de 12 grados.* El cero lo puso donde lo colocamos nosotros hoy en día, en el punto de congelación del agua. El grado 12° correspondía a la temperatura de un hombre sano. De esta manera, Newton hablaba ya, de una forma bastante precisa, *sobre la escala de temperaturas.* Por lo visto, otros físicos de esa época también se acercaron a las mismas ideas. Sin embargo, esto no era suficiente para que el termómetro se convirtiera en un instrumento físico de medición.

Se necesitó no poco tiempo, para que se llegara a la *idea de* determinar puntos fijos en la escala de temperaturas. Sólo en 1703, Guillaume Amontan en un comentario sobre Newton, describío en las memorias de la Academia de París, un nuevo tipo de termómetro. En éste se medía, en lugar del aumento del volumen del aire al calentarse, la variación de su presión, para lo cual el aire se bloqueaba con una columna de mercurio. En su nuevo termómetro, Amontan introdujo dos puntos fijos de referencia – el punto de ebullición del agua (él todavía no sabía que esta temperatura

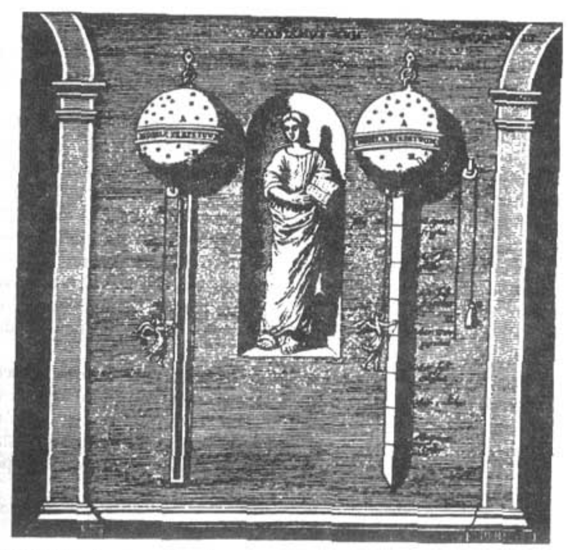


FIG. 4. *Termómetro y barómetro de Guericke*

depende de la presión) y, por sorprendente que parezca, como punto cero eligió "ese grado significativo de frío", al cual el aire pierde toda su elasticidad. Amontan eligió su "cero absoluto" con un error considerable, colocándolo, de acuerdo a la escala moderna, a unos 240° bajo cero (pero aun así, esto fue un logro importante). Al final de su actividad científica, Amontan construyó un termómetro completamente sellado, haciéndolo, al fin, completamente independiente de la presión atmosférica.

El primer termómetro moderno fue descrito en 1724 por el vidriero holandés Daniel Fahrenheit. Los contemporáneos de Fahrenheit se sorprendían de que los termómetros de alcohol preparados por él registrasen todos la misma temperatura. El secreto de Fahrenheit consistía simplemente en que él marcaba las divisiones en la escala muy cuidadosamente con la ayuda de varios puntos "fijos" constantes. Fahrenheit imitó la temperatura más baja del severo invierno de 1709 con ayuda de una mezcla de hielo, sal común y cloruro amónico. El segundo punto, Fahrenheit lo fijó introduciendo el termómetro en una mezcla de agua y hielo. La distancia entre estos dos puntos la dividió en 32 partes. Fahrenheit comprobaba su escala midiendo la temperatura del cuerpo humano. Este tercer punto correspondía a la temperatura de 98°. Más tarde introdujo un cuarto punto fijo, el punto de ebullición del agua que se encontraba en los 212°.

Los distintos termómetros de Fahrenheit se podían comprobar entre sí, comparando sus registros en los distintos puntos fijos de la escala. Por esta razón alcanzaron gran fama por su exactitud. La escala de Fahrenheit se utiliza aún en Inglaterra y EE.UU.

En Francia, alrededor de 1740 se comenzó a utilizar la escala de Reaumur, construida sobre la base de los puntos de congelación (0°) y ebullición (80°) del agua. Reaumur dedujo de sus mediciones que el agua se dilata entre estos dos puntos en 80 milésimas de su volumen inicial[1]. También por este tiempo aparecieron los termómetros de mercurio, el primero de los cuales fue construido por Demock.

La actual escala de Celsio fue propuesta en 1742. Al físico sueco no le agradaban las temperaturas negativas y consideró necesario invertir la escala antigua y colocar el cero en el punto de ebullición del agua y los 100° en el punto de congelación. Sin embargo, esta escala invertida no llegó a gozar de popularidad y al poco tiempo fue nuevamente invertida.

Unas palabras sobre el termómetro y la escala de Delisle. Los

---

[1] El valor correcto es 84 milésimas.

termómetros de mercurio del Académico petersburgués Delisle eran muy populares en Rusia durante la primera mitad del siglo XVIII. La escala de estos termómetros estaba dividida en 150 partes. Los termómetros de Delisle estaban bien construidos, pero de todas formas al poco tiempo cedieron su puesto a los termómetros de Reaumur.

Antes de la revolución en Rusia se utilizaba la escala de Reaumur y los termómetros de Reaumur se instalaban en las calles y en las casas. Sólo en los años treinta fueron desplazados por los *termómetros de Celsio.*

En Inglaterra y EE.UU. aún se usa el termómetro de Fahrenheit. Por eso uno no debe asombrarse al leer libros ingleses de que la carne haya que cocinarla *hasta los 350–400° ó de que un* niño con una temperatura de 98° no provoque la intranquilidad de su madre.

Independientemente de la forma en que se escogiesen las escalas de los termómetros, los grados continuaban siendo magnitudes más o menos arbitrarias. Puesto que los grados se definían dividiendo la escala del termómetro en partes de igual longitud, resultaba imposible comprender cómo depende el coeficiente de dilatación de la temperatura, son o no iguales los grados en la cercanía del punto de congelación del agua y de su punto de ebullición. Hasta los *inicios del siglo XIX no apareció ni* un solo trabajo que analizara la relación entre la temperatura y ciertas propiedades de la sustancia aparte de la dilatación térmica la cual, por cierto, también era mal conocida.

¿QUÉ ES EL CALOR?

A principios del siglo XIX el termómetro se convirtió en un instrumento habitual. Pero en cuanto a qué es lo que mide el termómetro, todavía durante mucho tiempo no hubo una opinión unánime.

Para este tiempo las propiedades de los gases habían sido ya estudidas a fondo. La relación entre la presión de un gas y su volumen ya fue esclarecida en 1662. La conocida ley que llamamos ley de Boyle – Mariotte en realidad fue descubierta por el discípulo de Boyle, Townley, al cual se le ocurrió la idea de comparar las columnas de números en los apuntes de laboratorio de su maestro. Mariotte por otra parte, publicó su trabajo sólo en 1679. La ley de variación del volumen de un gas con la temperatura fue descubierta

en 1802 por Dalton y Gay-Lussac. Formular esta ley con precisión no resultaba muy fácil, pues para ello era necesario saber medir bien la temperatura. Por ello el coeficiente α en la ley de Gay-Lussac $V = V_0(1 + \alpha t)$ (V_0 es el volumen cuando $t = 0°C$) durante mucho tiempo fue incorrectamente estimado. Gay-Lussac lo consideraba igual a 1/266, Carnot igual a 1/267 y Mendeléiev utilizaba un valor próximo al actualmente conocido de 1/273.

Sin embargo, a pesar de haber aprendido a medir la temperatura, los físicos no avanzaron mucho en la comprensión de la naturaleza del calor.

Incluso en la mecánica durante mucho tiempo se confundieron conceptos diferentes como los de fuerza, energía e impulso. Los mecánicos del siglo XVIII discutían sobre cúal era la medida del movimiento, la energía cinética o el impulso. A la energía cinética se le llamó por mucho tiempo "fuerza viva", en oposición a la "fuerza muerta" como se llamaba, por ejemplo, a la energía de un resorte comprimido.

Los conceptos de calor y temperatura eran aún mucho más difíciles de diferenciar. Cuando se calienta un cuerpo su temperatura aumenta. Cuando el calor fluye de un cuerpo a otro, la temperatura de uno disminuye, la del otro se eleva.

El calor en muchos casos se comporta como el agua que fluye de las montañas a los valles. La analogía entre el calor y los fluídos se hizo aún mayor después del descubrimiento de los fenómenos eléctricos. La corriente eléctrica también fluye como un río por los conductores, igualando el potencial entre dos cuerpos cargados.

En 1893 el físico francés Brillouin escribió lo siguiente: "En lo que a mí se refiere, considero que definir la temperatura de un cuerpo como la cantidad de energía, potencial o cinética, total o parcial, de la materia solamente, es un error. Definida de tal manera, la temperatura, ligada de una manera bastante simple con las propiedades termodinámicas de los gases, no guarda, por lo visto, ninguna relación con las condiciones de equilibrio para la radiación en el espacio libre de materia. En este último caso, la inevitable intromisión del éter condujo al señor Boussinesq a una definición completamente distinta de temperatura, que es muy poco conocida, pero que a mí me parece mucho más satisfactoria y útil ...".

Es interesante analizar en qué consistía esta definición de temperatura que tanto gustó a Brillouin.

En su artículo, olvidado por todos hace mucho tiempo, "Investigación de los principios de la mecánica, la estructura molecular de los cuerpos y de la nueva teoría de los gases perfectos" y que fue editado en 1773, Boussinesq definió la

temperatura de la siguiente manera: "Se puede llamar temperatura absoluta de un volumen no muy grande de éter a la mitad de la fuerza viva que corresponde a la unidad de masa o a una cantidad proporcional a ella". Ahora no es fácil darle sentido a esta definición, la hemos citado sólo para subrayar cuán difíciles de comprender eran las cosas que después resultaron tan fáciles.

De todas formas es posible entender, por qué surgieron expresiones tan incomprensibles. El problema es que aparte de los gases, a los que no es tan difícil imaginar como un conglomerado de moléculas (al menos así los consideraba la mayoría al final del siglo XIX), existía también la radiación. La radiación, fuente de la cual son, por ejemplo, los átomos del gas, es portadora de energía. La intensidad de la radiación o lo que es lo mismo, la distribución de la energía por longitudes de onda a lo largo del espectro, está determinada por la temperatura del gas radiante. Parecía que la energía de la radiación no guardaba relación alguna con los átomos del gas y comprender su naturaleza resultaba muy difícil.

También resultaba deficil el problema de determinar la ley de distribución de la energía en el espectro de radiación. En su solución trabajaron los físicos más eminentes de aquel tiempo. A este problema volveremos más adelante, por ahora basta comprender cuán difícil resultaba explicar adonde va la energía que el gas transmite a la radiación. Las ondas electromagnéticas eran consideradas por aquel entonces oscilaciones del medio universal, el éter, que penetraba todo el espacio. Por eso precisamente el éter debía ser el portador de la energía térmica y, con ella, de la temperatura.

El desarrollo de la ciencia es un proceso sumamente interesante y complejo. Es posible admirar el camino escogido sólo cuando se llega al final. Al principio la ciencia se nos presenta como un laberinto intrincado donde casi todos los caminos terminaban en un callejón sin salida. Pero las lecciones de la historia de la ciencia a menudo no son de provecho: nuevos investigadores con el mismo convencimiento se aventuran por caminos equivocados. El camino correcto lo encuentran sólo aquellos que son capaces de vencer el conservatismo en el pensamiento científico.

Las dificultades con la radiación no surgieron de la nada. Incluso Kelvin no podía comprender, qué parte de la energía en un gas corresponde a la vibración de las moléculas. Las moléculas se las representaban como pequeñas esferas elásticas, parecidas a un enredado y complejo conjunto de muelles, cada uno de los cuales es portador de parte de la energía. Sin embargo, tal representación de las moléculas se encontraba en contradicción con el experimento. La cantidad de calor necesaria para calentar un gas, es decir su

capacidad calorífica, resultaba igual a la cantidad correspondiente al movimiento de las moléculas como un todo; para el movimiento vibratorio no quedaba prácticamente *nada. Kelvin se encontraba* perplejo en esta situación e incluso pensaba que los teoremas sobre la teoría cinética del calor descubiertos por Maxwell eran erróneos.

Sobre la teoría cinética hablaremos en detalle más adelante. Subrayemos por el momento, que no era entonces tan fácil acostumbrarse a la idea de los átomos en movimiento, tan sencilla ahora para nosotros. El obstáculo mayor para ello era la radiación, que no se parece en nada a un conjunto de átomos y semejaba más bien un medio continuo.

Las paradojas relativas al espectro de la radiación y a la capacidad calorífica de las moléculas parecían una astuta trampa tendida por la naturaleza. De esta trampa no podían salir los físicos partidarios de la física clásica. Kelvin trató de demostrar que el movimiento térmico no *excita las vibraciones de las moléculas* y creyó haber demostrado que las ideas de Maxwell sobre la cinética no eran correctas. ¿Cómo podía saber Kelvin que la física *clásica no puede en principio* resolver estas paradojas? La solución de las mismas llegó sólo con la hipótesis cuántica de Planck.

Nernst emprendió el camino correcto, incluso antes del descubrimiento de Plank. El fue precisamente el primero que comprendió que ciertos tipos de movimiento no participan con igualdad de derechos en la distribución de la energía, que ellos se "congelan" a bajas temperaturas y entran en juego sólo a temperaturas altas. Estas profundas ideas *le permitieron* a Nernst descifrar las regularidades de los fenómenos en las cercanías del cero absoluto, aunque el sentido de las mismas quedó claro sólo después, en *la mecánica cuántica.*

Plank y Nernst pertenecían al grupo de físicos de la vieja generación que acogieron con entusismo las nuevas ideas del siglo XX. Precisamente ellos introdujeron a Einstein en el círculo de los más grandes científicos de su tiempo. Ambos vivieron hasta los días en que sus ideas pasaron a formar parte integrante del gran edificio de la física cuántica.

EQUILIBRIO TÉRMICO

El concepto de "*equilibrio térmico*" *se encuentra a menudo en* la teoría del calor y es necesario dedicarle algunas palabras antes de seguir adelante. Lo más sencillo es entender lo que es el

equilibrio térmico, en el caso de un gas monoatómico. Si un gas en un recipiente se comporta de manera tal, que en todos los puntos del recipiente la temperatura es la misma (naturalmente, se supone que la temperatura de las paredes del recipiente es también la misma en todos sus puntos) entonces el gas se encuentra en equilibrio térmico. Esto significa, que en este gas el calor no fluye de una parte a otra del recipiente, que en él no varía ni la presión ni la composición química y que, en general, desde el punto de vista de los fenómenos térmicos clásicos, en el gas "no ocurre nada".

Debemos considerar una gran ley de la naturaleza el hecho de que el calor siempre fluye de los cuerpos calientes a los fríos, es decir que las temperaturas de los cuerpos puestos en contacto tienden a igualarse. En la mecánica los procesos pueden transcurrir de manera diversa: un péndulo puede oscilar en distintos planos, una rueda girar hacia un lado u otro. Con el calor la situación es diferente: una tetera caliente en una habitacion se enfría por sí sola, pero no puede calentarse por sí sola; para enfriar el refrigerador es necesario realizar cierto trabajo. Es posible calentar una habitación con una estufa eléctrica, pero es imposible calentar la estufa enfriando la habitación.

El calor siempre fluye de forma tal, que las temperaturas tiendan a igualarse, que el sistema pase al estado de equilibrio térmico. El paso al estado de equilibrio térmico puede ser un proceso largo y complejo.

Decimos que una vasija está térmicamente aislada, cuando el flujo de calor a través de sus paredes ha sido reducido a un mínimo. Así se construyen los termos. Sin embargo ocurren situaciones más complicadas. En un plasma caliente la temperatura de los electrones puede diferenciarse de la de los iones, como si se tuviera una mezcla de gases con distintas temperaturas y la igualación de las temperaturas entre ellos se produce de forma comparativamente lenta. Por ello en un mismo lugar del plasma puede haber dos temperaturas. Cada uno de los sistemas, los electrones y los iones, se encuentra en equilibrio térmico, los electrones entre sí, los iones entre sí. El flujo de calor entre los electrones y los iones se extingue lentamente. Volveremos a encontrar este tipo de flujos cuando hablemos sobre el Universo o sobre el enfriamiento magnético de los cristales.

Ahora subrayemos nuevamente que en la naturaleza los cuerpos en contacto tienden a igualar sus temperaturas. Si un sistema no recibe energía en forma de calor o de cualquier otro tipo, ese sistema pasa al estado de equilibrio térmico, en el cual finalmente todos los flujos de calor desaparecen.

CALOR Y FRÍO

Acerca de qué es el calor, desde hace mucho tiempo existieron opiniones diferentes. En 1620 Francis Bacon sistematizó los datos sobre las fuentes de calor y frío y los reunió en tablas. En estas tablas se podían encontrar el rayo y el relámpago de calor, las llamas y los fuegos fatuos. También se incluían las yerbas aromáticas, que en caso de uso interno producen una sensación de calor. De todo esto Bacon sacó la conclusión de que el calor era "un movimiento dilatante". En 1658 salieron a la luz las obras de Pietro Gassendi. En su opinión el calor y el frío eran materias diferentes. Los átomes de frío eran agudos (tenían forma de tetraedros) y al penetrar en un líquido lo hacían más sólido.

Las ideas sobre los átomos penetraron en la física con mucho trabajo. Más comprensible resultaba la teoría del calórico, que atribuía al calor las propiedades de un líquido, que fluía de unos cuerpos a otros. El calórico era similar al flogisto, sustancia hipotética ligada al fuego, e incluso a veces se les confundía. Al parecer, el calórico explicaba bien las propiedades del calor. Los químicos explicaban la combustión y la oxidación por medio del desprendimiento del calórico. La teoría del calórico conquistó un amplio reconocimiento en el último cuarto del siglo XVIII. Uno de los naturalistas de esa época escribió: "... a la luz se le atribuyeron dos propiedades: la de iluminar y la de calentar. Los que consideraban la luz como una oscilación del éter, suponían que el calor también consiste en oscilaciones semejantes y en los movimientos provocados por el éter en las partículas de los cuerpos. Pero en los últimos tiempos, al calor lo separaron de la luz y ya no lo consideran una acción directa de la última".

La teoría del calórico (nosotros diríamos el modelo del calórico) explicaba muchas cosas. La teoría de Carnot del motor térmico se basaba en el modelo del calórico. Sin embargo, este modelo no soportaba la prueba, cuando se consideraba la ley de la conservación.

Si el calor fuera cierto líquido, entonces éste al fluir se conservaría, es decir, su cantidad no debería variar. Así se consideraba: cuanto calor se tomó del calentador, tanto calor obtuvo el refrigerador.

A primera vista las cosas son precisamente así: se enfría la tetera, se calienta el aire. Pero a menudo las cosas ocurren de forma muy diferente.

El primero que prestó atención a esto fue Benjamín Thompson (que después se convirtió en conde de Rumford). Thompson observó cómo en el depósito militar de Munich taladraban los tubos de los cañones. Anteriormente, nadie pensó seriemente en por qué se calientan los cañones. Rumford se hizo esta pregunta pero no encontró respuesta. La única solución podía consistir en que la viruta contenía menos calórico que la pieza de metal y el sobrante se desprende cuando se taladra. Pero en tal caso la viruta sería más fácil de calentar que el metal, tendría menos capacidad calorífica que el metal y esto contradecía abiertamente la experiencia.

Otra dificultad, aún mayor, consistía en que los taladros mellados producían más calor que los que estaban bien afilados. De forma incomprensible, taladrando se podía obtener cantidades ilimitadas de calor. Todo esto contradecía el simple modelo del calórico que fluye de un lugar a otro. Los platillos de la balanza se inclinaban hacia el vínculo entre el calor y el movimiento. Lamentablemente, la exactitud de los experimentos era aún muy pobre a finales del siglo XVIII y aunque Davy y Young apoyaban a Rumford y hablaban incluso del rol de la oscilación y la rotación de las moléculas en cualquier sustancia, esta historia convenció sólo a unos pocos.

Pero la teoría permanece estéril mientras las hipótesis se quedan en palabras y su sentido no se transfiere al lenguaje de los números y las fórmulas. El vínculo entre la energía y el calor fue establecido en el experimento de James Joule (1873) que dió una relación cuantitativa entre el trabajo y el calor. Joule demostró que, al agitar un líquido con una mezcladora, calentándolo de esta manera, es necesario gastar 460 kgm de trabajo por cada caloría grande de calor obtenida por el líquido[1]. Un poco antes que Joule, esta misma magnitud, aunque con menos exactitud (365 kgm/Kcal), fue calculada por Robert Mayer utilizando los resultados de los experimentos de Gay-Lussac sobre la dilatación de los gases en el vacío.

A partir de entonces el modelo del líquido inextinguible, el calórico, se convirtió en un obstáculo para el desarrollo ulterior de la teoría y salió rápidamente de la escena. Había aún otra dificultad en el modelo del calórico. Si el calórico es como un líquido, que realiza trabajo al fluir de un nivel más alto (de una temperatura más alta) a otro más bajo, entonces resultaba incomprensible lo que ocurre en un cuerpo calentado de forma heterogénea durante el

[1] En otra serie de experimentos Joule obtuvo el valor de 423 kgm.

proceso de igualación de la temperatura. ¿A dónde va el trabajo realizado durante el flujo de calórico?

La conducción del calor se la representaban en aquel tiempo como cierto movimiento ondulatorio en el interior de los cuerpos, que se transmite también de unos cuerpos a otros.

Pero incluso si se hace caso omiso de la "pérdida" de trabajo, ese modelo no podía explicar como se transmite el calor a través del vacío, por ejemplo, del Sol a La Tierra. Se hablaba de las oscilaciones del éter, pero obtener de esas ideas una teoría algo convincente resultaba imposible. La teoría del calórico sufría una derrota tras otra.

Sobre el vínculo entre el calor y el movimiento hablaron muchos naturalistas. Expresiones al respecto pueden encontrarse en muchos de ellos. Escribió sobre esto Descartes. Daniel Bernoulli trató de deducir una fórmula para la presión de los gases.

Especial mención merece el físico inglés Hooke. En nuestra memoria se le recuerda principalmente como autor de la ley de Hooke en la teoría de la elasticidad.

Hooke fue uno de los científicos más notables del siglo XVII. Como discípulo de Boyle, ejerció con sus ideas una gran influencia sobre su maestro. Por lo visto, Hooke conocía la ley de la gravitación universal independientemente de Newton (de esta ley habló también Wzen, contemporáneo de ambos). Hooke estudió intensamente los fenómenos ópticos. Sobre el vínculo entre el calor y el movimiento (las oscilaciones de las partículas en un cuerpo calentado) Hooke se expresó con gran claridad. Pero aunque enunció brillantes hipótesis él no supo comprobarlas, no supo trasladar sus ideas al lenguaje de las matemáticas. Por ello, el descubrimiento de la ley de la gravitación universal resultó una hazaña de Newton y a Hooke no se le recuerda entre los fundadores de la teoría del calor.

Como dijimos anteriormente, Lomonósov también expresó ideas correctas al respecto. Muchos filósofos (como Gibbs y Locke) hablaban del calor como movimiento. Vale la pena recordar que Loçke, por lo visto, fue el primero (alrededor de 1700) que escribió sobre el máximo grado de frío, el cual "significa el cese del movimiento de las partículas intangibles ..." Pero tampoco los filósofos fueron capaces de convertir estas expresiones indeterminadas en una teoría física comprobable en el experimento.

El que más lejos llegó fue Maxwell. La teoría cinética del calor, creada por Maxwell, permitió comprender los fenómenos térmicos sobre la base de la mecánica clásica. En el trabajo de Maxwell aparece una fórmula para la distribución de las partículas por velocidades. Esta fórmula permitía calcular las constantes que

caracterizan las propiedades de los cuerpos, como la conductibilidad térmica y la viscosidad de un gas y establecer su dependencia de la temperatura.

De manera similar a Newton, que creó la mecánica celeste, Maxwell sentó los cimientos de la física estadística (o, como se le llamaba en el siglo pasado, la teoría cinética de los gases).

Pero Maxwell tuvo también antecesores.

La primera fórmula de la nueva teoría del calor fue obtenida mucho antes de Maxwell. Pero, como ocurre a menudo con los descubrimientos anticipados, muy pocos le prestaron atención. Más adelante volveremos a exponer los trabajos de Waterstone. Por ahora debemos volver al termómetro y la temperatura.

LA ESCALA DE TEMPERATURAS

En todos los instrumentos que fueron creados en el siglo XVIII, la medición de la temperatura se reducía a la medición de la longitud de una columna de agua, alcohol o mercurio. Era posible, desde luego, construir dos termómetros iguales y lograr que sus registros fuesen siempre idénticos. Pero los termómetros trabajaban siempre en un intervalo limitado de temperaturas. Las sustancias en ellos contenidas se congelaban o ebullían y con estos termómetros no era posible medir temperaturas muy bajas o muy altas. Además, resultaba útil conocer la relación entre los grados en diferentes partes de la escala. Midiendo la cantidad de calor necesaria para calentar cierto cuerpo en un grado, por ejemplo, a la temperatura ambiente y a 1000°C, no era posible comprender la relación entre los grados en estos puntos. Ante la naciente termometría surgieron dos problemas. En primer lugar, era necesario establecer los puntos "de apoyo", es decir, condiciones a las que correspondiesen ciertos puntos escogidos en la escala del termómetro y en particular, al origen de esta escala. En segundo lugar, era necesario dar una definición del grado que no dependiese de un termómetro determinado y pudiera ser utilizada para construir escalas en cualquier lugar de La Tierra y en cualquier momento.

La escala de Celsio establecía exactamente dos puntos: 0 y 100 grados, la distancia entre los cuales era dividida en la escala en partes iguales. Pero el papel de cada división quedaba indefinido. Era necesario comprender aún, qué es lo que ocurre en un cuerpo, cuando el mercurio del termómetro que se encuentra en contacto con este cuerpo se eleva en un grado. Lo más sencillo era suponer,

que, al ocurrir esto, la energía del cuerpo (o el calor contenido en él) aumenta en una misma magnitud. Esta magnitud, referida a la unidad de masa del cuerpo, se denomina calor específico.

Pero de los experimentos es bien conocido que la capacidad calorífica de los diferentes cuerpos es diferente y que incluso para un mismo cuerpo varía con la temperatura. En distintas partes de la escala hay que gastar diferentes cantidades de calor para calentar el cuerpo en un grado. Por eso, las sustancias comunes no sirven para este objetivo.

Sin embargo, existe una forma de crear un cuerpo que aproximadamente posee las propiedades necesarias. Se trata del gas ideal, cuya presión, de acuerdo a la ley de Gay-Lussac, varía linealmente con la temperatura (a volumen constante). Los gases reales resultaron ser muy próximos al ideal si la presión del gas y, consecuentemente, su densidad son muy pequeñas.

Por supuesto que tal procedimiento no puede utilizarse a cualesquiera presiones y temperaturas, porque todos los gases dejan en algún momento de parecerse al gas ideal.

Aun así, el termómetro de gas se utiliza como patrón para casi todas las temperaturas alcanzables en el laboratorio.

Pero, de todas maneras ¿cómo es posible definir la temperatura de forma más rigurosa?

Si la temperatura es una magnitud física, debe existir un medio de definirla que, al menos en principio, no dependa del material utilizado para construir el termómetro. A esta pregunta fue posible responder sólo después del surgimiento de la termodinámica. La respuesta la halló Clausius en 1848 basándose en las concepciones de Carnot sobre el calor.

CARNOT

La teoría del calor tiene su fecha de nacimiento. En 1824, en París, fue publicado el libro del ingeniero de 28 años Carnot "Reflexiones sobre la fuerza motriz del calor y sobre las máquinas capaces de desarrollar esta fuerza".[1] Pero este magnífico trabajo, prácticamente pasó inadvertido por todos. Ninguno de los grandes científicos de la época reaccionó ante esta publicación, nadie prestó atención a las palabras en él contenidas: "...para analizar el

[1] La traducción al ruso se tiene en la colección "Segundo principio de la Termodinámica" publicada en 1934.

principio de la obtención de movimiento a partir del calor en toda su extensión, es necesario estudiarlo independientemente de cualquier tipo de agente, es necesario utilizar razonamientos aplicables no sólo a las máquinas de vapor sino a cualquier máquina térmica imaginable, cualquiera que sea la sustancia puesta en acción y el medio por el cual se actúa sobre ella".

El programa formulado en estas palabras era de una audacia poco común. Posiblemente sólo el descubrimiento de la ley de inercia es comparable con lo que descubrió Carnot.

Carnot murió en el año 1836 sin haber despertado la menor repercusión a su trabajo. Los naturalistas del siglo XIX a veces eran sorprendentemente sordos cuando se trataba de nuevos puntos de vista. Asimismo, nadie prestó oidos a la conferencia de Riemann "Sobre las hipótesis que sirven de fundamento a la geometría", nadie valoró al genial Heaviside, que creó el cálculo operacional.

En 1834 el trabajo de Carnot o, como se decía entonces, la memoria, fue reelaborado e imprimido por Clapeyron en la revista de la Escuela Politécnica de París. En su exposición, que tiene un carácter matemáticamente más riguroso, Clapeyron utilizó la representación gráfica de los procesos térmicos. Las curvas isotérmicas y adiabáticas, tan conocidas hoy comenzaron su historia con los trabajos de Clapeyron.

La memoria de Carnot no fue aceptada por la redacción de una de las mayores revistas "Anales de Física", cuyo redactor era Poggendorff. Esta revista tampoco aceptó el trabajo de Mayer (cierto que escrito de forma muy poco afortunada). El artículo de Clapeyron causó una impresión tan fuerte a Poggendorff que él mismo lo tradujo al alemán y lo publicó en la revista. Pero incluso en esta forma, las ideas de Carnot no encontraron sucesores. Pasaron 9 años más y el artículo de Clapeyrón fue publicado nuevamente en alemán, pero el momento para comprenderlo aun no había llegado. Sólo a principios de los años cincuenta, más de un cuarto de siglo después, las ideas de Carnot fueron comprendidas. Ellas junto con la ley de conservación de la energía, descubierta por Mayer en 1843, sirvieron de base a las investigaciones de Thomson y Clausius, en las cuales tiene su fundamento la Termodinámica.

En los apuntos del diario, publicado después de la muerte de Carnot por su hermano, se ve claramente que Carnot de hecho conocía la ley de conservación de la energía. En estos apuntes, Carnot presenta el cálculo del equivalente mecánico del calor, obteniendo el valor de 3,6 joule por cada caloría (el valor correcto es 4,2).

Si a Carnot le hubiera dado tiempo a publicar sus apuntes, la

ley de conservación de la energía hubiera sido conocida 20 años antes de los trabajos de Mayer y Joule, sobre los cuales hablaremos aún. *También su trabajo fundamental hubiera sido más* comprensible si en él se hubiera utilizado la ley de conservación de la energía.

Pero en su memoria Carnot todavía no escribe nada sobre el *vínculo entre el calor y el trabajo.* Compartiendo el punto de vista de que los fenómenos térmicos están ligados al flujo del calórico, él construyó todos sus razonamientos sobre una base falsa. Sin embargo, le resultó posible obtener resultados correctos. Para nosotros, el trabajo de Carnot representa un ejemplo sorprendente de intuición física.

Tratemos de seguir un poco más detalladamente el curso de los pensamientos de Carnot.

Carnot se preguntó: ¿de qué manera se produce el trabajo en una máquina térmica y qué limita la magnitud de este trabajo? Las distintas máquinas térmicas trabajan de forma diferente: una de mayor efecto, con su ayuda se puede realizar un mayor trabajo, otra trabaja peor. ¿Pero, es posible mejorar las máquinas ilimitadamente?

EL CICLO IDEAL DE CARNOT

La respuesta a la pregunta formulada requería precisar muchos conceptos. Ante todo era necesario comprender que un cuerpo caliente, por sí solo, es incapaz de producir trabajo. Para construir un motor térmico, es necesario disponer, además del cuerpo caliente (calentador) de un segundo cuerpo con una temperatura *más baja (refrigerador).*

En una máquina corriente de vapor, el calentador es la caldera, en la cual el agua se convierte en vapor y el refrigerador es el condensador, en el cual el vapor, después de haber realizado el trabajo, se condensa y se convierte nuevamente en agua. Además del calentador y el refrigerador, debe existir cierto cuerpo de trabajo, líquido o gas, que conduce el calor y "por el camino" realiza el trabajo.

Carnot explicaba el surgimiento del trabajo por el flujo del calórico se conserva (al igual que la cantidad de agua), varía sólo el comparable al flujo de agua, que pasa a través de una presa y hace girar las turbinas de una estación hidroeléctrica. La cantidad de calórico se conserva (al igual que la cantidad de agua), varía solo el

"nivel" del calórico, que está dado por la temperatura. De manera que el calórico fluye del calentador al refrigerador y, en este proceso, realiza un trabajo. Sin embargo, si continuamos con la analogía entre el calórico y el agua, llegaremos pronto a un callejón sin salida. Siguiendo esta analogía, resulta lógico suponer que el trabajo realizado por el calórico en su "caída", es proporcional a la diferencia de temperaturas (diferencia de "alturas"). Esta conclusión no puede satisfacernos. En efecto, si esto fuera así, la máquina térmica no tendría sentido. Por consiguiente, después que el vapor se dilató, realizó trabajo y se condensó (o simplemente se enfrió), es necesario volver a calentarlo y hacerlo trabajar otra vez. Para calentarlo sería necesario gastar la misma cantidad de trabajo que se obtuvo en su enfriamiento y esto, en el mejor de los casos, si nuestros mecanismos trabajan sin pérdidas.

Imaginémonos que a alguien se le ocurrió construir una estación hidroeléctrica en la orilla de un lago de montaña, bajando el agua a través de una turbina hasta cierto depósito, por ejemplo, hasta otro lago situado a menor altura. Para impedir el descenso del nivel del lago superior debemos devolver el agua hacia arriba bombeándola. Está claro que esta idea es absurda: el trabajo realizado por las bombas no será menor que el que pueden realizar las turbinas. En realidad parte del trabajo se perderá por la fricción en la turbina, por la vaporización del agua y por otras muchas causas. Como quiera que construyamos las bombas, las conectemos en serie o paralelas, la ley de conservación de la energía no permitiría construir ninguna instalación útil que posibilite obtener beneficio de esa empresa.

¿Por qué en el caso de una máquina térmica la expansión y compresión permite obtener un trabajo útil? ¿En qué consiste la diferencia entre el trabajo de una central hidroeléctrica y una máquina térmica?

Las reflexiones al respecto nos conducen a la pregunta formulada anteriormente: ¿Son equivalentes los grados en las distintas partes de la escala del termómetro? Para el agua que cae en un río de montaña desde la altura de un metro es indiferente donde se encuentra este metro, en el valle o en la altura de las montañas. El trabajo que se puede obtener de la caída de un litro de agua es el mismo. Este resultado evidente puede ser formulado de otra forma. Puede decirse que, midiendo la energía que se obtiene de la caída del agua, medimos solamente la diferencia de sus niveles pero no podemos determinar la altura del lugar en que esto ocurre.

Las pérdidas, en particular, son resultado de que el agua al caer de una gran altura adquiere una energía cinética que pierde casi totalmente al chocar con las paletas de la turbina. Para disminuir

estas pérdidas es necesario disminuir la velocidad del flujo de agua. Al hacerlo, por supuesto, se reduce también la potencia de la central. Más adelante veremos que la condición de reversibilidad requiere que la potencia sea infinitamente pequeña.

De manera muy diferente ocurren las cosas en el caso del vapor calentado y esto fue lo primero que notó Carnot. El trabajo que puede producir el vapor, al enfriarse de 100° a 99°, no es igual al trabajo que producirá esa misma cantidad de vapor al enfriarse de 50° a 49°. La razón radica en que la presión del vapor en los dos casos es diferente.

Pero, además del calentador y el refrigerador existe también el cuerpo de trabajo. ¿Puede ser que algo dependa de sus propiedades? Carnot chocó con la dificultad, de que en este problema hay muchas variables.

El encontró una salida brillante, analizando un proceso "circular" es decir, un ciclo en el cual el cuerpo de trabajo primero realiza trabajo y después regresa al estado inicial (utilizando para esto parte del trabajo realizado). De esta manera, al principio y al final del ciclo todas las partes de la máquina (incluyendo al cuerpo de trabajo) se encuentran en un mismo estado y por eso al final de cada ciclo se puede "pasar balance", ya que el siguiente ciclo será idéntico al anterior.

Analicemos este ciclo. Carnot consideró una cierta máquina ideal, sobre la cual es necesario saber solamente que en ella hay un mecanismo del tipo de un cilindro con su émbolo (o del tipo de una turbina), que se pone en movimiento cuando el cuerpo de trabajo, por ejemplo un gas, se dilata. La temperatura del gas puede variar, se le puede calentar por medio de un sistema, que es el calentador y enfriar con otro sistema, que es el refrigerador. Además, es natural suponer (en esto consiste el carácter ideal de la máquina) que no hay pérdidas ni de calor ni de trabajo, no hay radiación de calor hacia el exterior ni se gasta trabajo para vencer la fricción.

Para describir lo que ocurre con el gas, es necesario saber cómo varían las características del gas, su volumen V, su presión p y su temperatura T. Si la temperatura del gas no cambia, el proceso se denomina isotérmico. Si no cambia la presión, el proceso se denomina isobaro. Si no cambia el volumen, el proceso es isocoro. Está claro que se puede imaginar cuantos procesos se quiera, en los cuales varían los tres parámetros p, V y T. En el ciclo de Carnot precisamente se utiliza un proceso de ese tipo, llamado adiabático. En un proceso adiabático el gas no recibe calor del exterior ni lo trasmite a ninguna parte y ninguna de las tres magnitudes p, V, T permanece constante.

El cambio de estado del gas en un proceso cíclico lo ilustraremos con un gráfico en cuyos ejes pondremos la presión y el volumen del gas. Como vamos a considerar solamente el gas ideal, el gráfico puede dibujarse conociendo las leyes de Boyle-Mariotte y Gay-Lussac. Vamos a suponer que estas leyes son bien conocidas y que también lo es su unificación en la ley universal de Clapeyron-Mendeléiev [1]. Por eso no vamos a explicar en detalle como se construyen las curvas para el gas y pasamos de inmediato al asunto que nos ocupa.

Para describir el ciclo de Carnot utilicemos un experimento demostrativo (por supuesto irreal).

Coloquemos tres instalaciones. La primera será un hornillo. Un cilindro con gas, colocado sobre este hornillo adquiere la temperatura T_1. La segunda es un termos. El cilindro con gas colocado en el termos no pierde ni recibe calor. La tercera es un refrigerador. El cilindro con gas, colocado en él, adquiere la temperatura $T_2 < T_1$.

Dotemos al cilindro con gas de un émbolo y trasladémoslo de un lugar a otro. Para simplicidad de los razonamientos, no vamos a prestar atención a la presión atmosférica, considerando que ella es pequeña en comparación con la presión del gas bajo el émbolo o, en fin, considerando que todo ocurre en el vacío. En tales condiciones, si el émbolo se deja libre, el gas que está debajo de él se dilatará.

Organicemos el siguiente proceso, que consta de cuatro etapas. Sea que el gas tenía inicialmente la temperatura T_1.

I. Coloquemos el cilindro sobre el hornillo y dejemos que el gas se dilate. Esperemos a que él realice cierto trabajo, cuya magnitud designaremos por A_1. Como este trabajo se realiza a temperatura constante, en el gráfico esta etapa se representa por la isoterma *ab* (fig. 5).

Al dilatarse, el gas coge calor del calentador. Designemos el calor obtenido por el gas por Q_1 (Carnot consideraba que el calor se produce por la caída del calórico).

---

[1] La ley de Clapeyron - Mendeléiev (para un mol), como es bien conocido, se escribe en la forma

$$pV = RT$$

donde $T = t + 273,15$ es la temperatura en grados de la escala Kelvin y t es la temperatura en grados de la escala Celsio.

Recordemos que los segmentos de curvas en los gráficos se denominan isoterma (T = const), isobara (p = const) o isocora (V = const). El segmento de curva que describe un proceso adiabático se denomina adiabática.

II. Traslademos la vasija al termos y dejemos que el gas continúe dilatándose y realize el trabajo A_1. Como en el termo el gas no puede recibir calor de ninguna parte, al realizar trabajo se enfría. Dejémoslo enfriarse hasta la temperatura t_2. En el gráfico este proceso se representa por la adiabática *bc*, más abrupta que la isoterma *ab* (fig. 6). En la figura en lugar del termo se ha dibujado una mesita, en la cual el cilindro ni da ni recibe calor.
III. Ahora, cuando la temperatura del gas se ha igualado a la del refrigerador, trasladamos la vasija a éste y comenzamos a comprimir el gas, observando que su temperatura sea todo el tiempo constante e igual a T_2. Para ello gastamos trabajo A_2, entregando al refrigerador la cantidad de calor Q_2. Detengamos la compresión cuando la presión y el volumen del gas correspondan al tercer vértice del cuadrángulo curvilíneo de la fig. 7. Cómo se escoge este punto, lo veremos en la cuarta etapa.
IV. Traslademos nuevamente la vasija al termos y, continuando la compresión del gas, hagámoslo volver al estado inicial, es decir, que su presión y temperatura adquieran los valores que tenían al inicio de la 1ra etapa (fig. 8). Para ello, por supuesto, es necesario escoger correctamente los valores de la presión y del volumen al final de la tercera etapa, pues de otra manera podríamos no caer en el punto inicial. Conociendo las leyes del gas ideal, estos valores no son

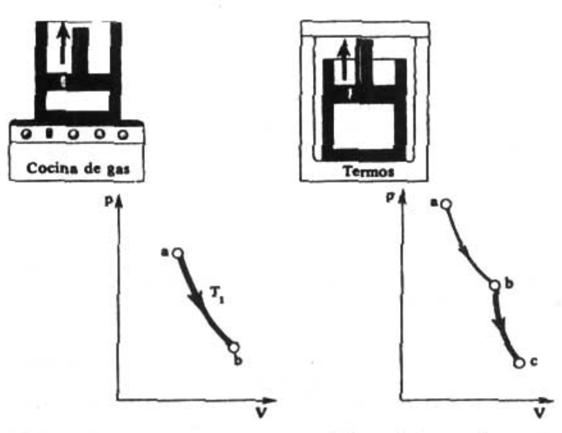


FIG. 5. *Ciclo de Carnot. 1ª etapa*

FIG. 6. *Ciclo de Carnot. 2ª etapa*

difíciles de calcular por adelantado. En la etapa *da* también tendremos que gastar cierto trabajo A_2.

Como resultado de las cuatro etapas el cuerpo de trabajo no modificó su estado, el calentador perdió una cantidad de calor igual a Q_1 y el refrigerador recibió una cantidad Q_2. La cantidad de calor $Q_1 - Q_2$ fue destinada a realizar trabajo.

El sentido de lo que hemos visto hasta ahora se reduce a que la máquina térmica no puede utilizar todo el calor obtenido del calentador. Parte del calor debe ser entregado al refrigerador.

Carnot demostró que la fracción de calor utilizada o, lo que es lo mismo, el rendimiento $\eta = Q_1 - Q_2/Q_1$ depende solamente de las temperaturas T_1 y T_2 y no depende de cualesquiera otros factores y, en particular, de las propiedades del cuerpo de trabajo.

La demostración de este teorema es una de las demostraciones más bellas en la Física. En el descubrimiento de Carnot, lo sorprendente es que él no conocía la ley de conservación de la energía cuando escribió su memoria. La transferencia del calor era para él la caída del calórico. Sin embargo, utilizando los resultados experimentales sobre el cambio de la capacidad calorífica de un gas al variar su densidad, Carnot llegó a la conclusión de que, "la caída del calórico produce mayor fuerza motriz a bajos grados que a más altos". Al trabajo, realizado por la máquina en un ciclo, Carnot lo llamaba fuerza motriz. De aquí el título de su memoria.

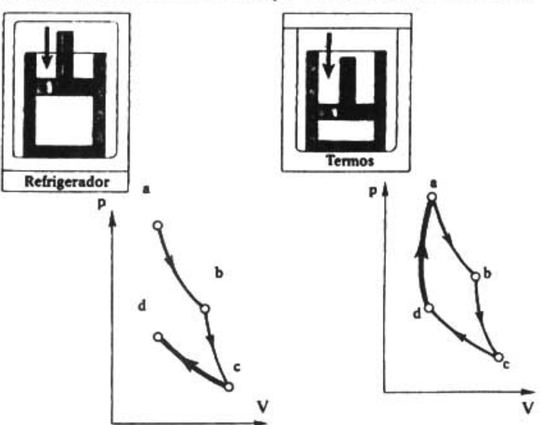


FIG. 7. *Ciclo de Carnot. 3ª etapa*

FIG. 8. *Ciclo de Carnot. 4ª etapa*

EL GRAN TEOREMA DE CARNOT

Continuemos nuestras reflexiones sobre el ciclo de Carnot. Este proceso además de ser térmico posee la importante propiedad de ser reversible. La curva del diagrama (fig. 8) puede recorrerse en sentido directo, cuando la máquina térmica realiza trabajo y el calor pasa del calentador al refrigerador. Es también posible, sin embargo, (y por esto el ciclo se denomina reversible) recorrer la curva en dirección antihoraria. Al hacerlo, el calor fluirá del calentador al refrigerador. La energía necesaria para esto, por supuesto, hay que traerla de afuera, de la misma manera que el refrigerador de la cocina hay que conectarlo a la red para que funcione.

Ninguna máquina real posee, en rigor, la propiedad de reversibilidad. Si intentamos realizar todas las operaciones realmente y no en la imaginación, encontraremos que parte del calor se gastará en calentar las paredes del cilindro, en el movimiento irregular del émbolo, etc. Estas pérdidas "nocivas" serán tanto mayores, cuanto mayor sea la diferencia de temperatura entre el gas y el medio exterior y cuanto mayor sea la velocidad de movimiento del émbolo. Por eso, vamos a suponer que el émbolo se mueve muy lentamente y que la diferencia de temperaturas entre el gas y, por ejemplo, el calentador, es muy pequeña. Esto, por supuesto, no se cumple en las máquinas reales, puesto que, en tales condiciones, la máquina trabajaría infinitamente despacio y su potencia, rigurosamente hablando, sería igual a cero.

Pero nosotros, siguiendo a Carnot, buscamos las condiciones de obtención de un máximo de trabajo y debemos conformarnos con la idea de que este trabajo se realiza por una instalación, cuya potencia es igual a cero.

Imaginemos que tenemos dos cuerpos con temperaturas T_1 y T_2 y que $T_1 > T_2$. Si estos cuerpos se ponen en contacto térmico, entre ellos surge un flujo calorífico y el calor pasará del cuerpo más caliente al cuerpo más frío, de manera que la temperatura de los cuerpos, a fin de cuentas, se igualará. La temperatura final T_3 será mayor que T_2 y menor que T_1, su valor exacto depende de las capacidades caloríficas de ambos cuerpos. El desnivel inicial de temperaturas, en este caso, se perdió en vano y para hacer regresar al sistema al estado inicial es necesario conectar alguna fuente de energía externa, por ejemplo, haciendo que un refrigerador enfríe a uno de los cuerpos y trasmita calor al otro. Esta instalación es, evidentemente, irreversible.

Para evitar las pérdidas, sería necesario interrumpir el contacto térmico entre los cuerpos y organizar en el desnivel de temperaturas $T_1 - T_2$ un ciclo de Carnot, haciendo trabajar un motor térmico en este intervalo de temperaturas. Entonces el flujo de calor realizará un trabajo, el cual podrá utilizarse después para devolver el sistema al estado inicial. Para esto, la máquina podría comprimir un gas en otro recipiente. Al dilatarse, el gas devolvería la energía gastada en comprimirlo (esto, por supuesto, en ausencia de pérdidas). Gracias al ciclo de Carnot, el proceso se haría reversible y la máquina térmica se podría, en principio, convertir en una instalación refrigerante.

El teorema de Carnot afirma que el rendimiento de un ciclo no depende del proceso concreto utilizado para su realización, si es que el ciclo es cerrado, es decir, si el cuerpo de trabajo retorna a su estado inicial (esto, propiamente dicho, entra en la definición de ciclo) y si el ciclo es reversible.

Carnot demostró que esta universalidad resulta del hecho de que los flujos de calor siempre tienen una dirección determinada, de los cuerpos calientes a los cuerpos fríos. La idea de la demostración consiste en que, si existieran dos ciclos reversibles con diferentes valores de rendimiento, entonces sería posible construir una instalación, en la cual el calor se trasmitiría de un cuerpo frío a un cuerpo caliente sin gasto alguno de energía.

Comprobemos esta afirmación, suponiendo que tenemos dos máquinas térmicas reversibles, que trabajan entre iguales valores de temperaturas y cuyos rendimientos son distintos. Hagámoslas trabajar a una misma diferencia de temperatura $T \langle - \rangle T$ y sea que una de ellas trabaja como motor, obteniendo del calentador la cantidad de calor Q_1 y entregando al refrigerador Q_2 y a la otra como refrigerador, obteniendo del refrigerador la cantidad de calor Q_2' y entregando al calentador Q_1'. Acoplaremos las máquinas de forma tal, que el trabajo producido por el motor, se consuma por el refrigerador. De acuerdo a la ley de la conservación de la energía, esto significa que $Q_1 - Q_2 = Q_1' - Q_2'$. Los rendimientos de las máquinas son, por definición iguales a $\eta = Q_1 - Q_2/Q_1$ y $\eta' = Q_1' - Q_2'$. Como que en estas fracciones los numeradores son iguales, entonces las máquinas con diferentes rendimientos corresponderán a distintos valores de Q_1; mientras mayor sea η, menor será Q_1.

Si, como hemos supuesto, $\eta \neq \eta'$, entonces utilizaremos la máquina de menor rendimiento como refrigerador, es decir, haremos que $\eta' < \eta$ y observaremos cómo estas máquinas trabajan de conjunto. Al terminar cada ciclo el trabajo producido se consume totalmente de manera que el único resultado neto del

ciclo será la obtención por el calentador de la cantidad de calor $Q_1' - Q_1$ y la pérdida por el refrigerador de la misma cantidad $Q_2' - Q_2$. De que $\eta' > \eta$ se deduce que $Q_1' > Q_1$, de manera que el refrigerador devolvió al calentador más calor, que el que éste entregó al motor. Como resultado, ocurrió un suceso imposible: la *transmisión "gratuita" de calor del refrigerador al calentador.* Se obtuvo un refrigerador, que no era necesario conectar a la red para que trabaje (si acaso, solo para compensar las pequeñas pérdidas ligadas a su carácter no ideal).

De esta manera, en la deducción de Carnot resulta intrascendente cómo está construida la máquina térmica y qué cuerpo de trabajo se usa en ella. Precisamente por esto, es suficiente calcular η para cualquier modelo sencillo; el resultado tendrá un carácter universal. Si la máquina no es ideal y en ella ocurren pérdidas, entonces su rendimiento será menor que el del ciclo de Carnot. Sin embargo, esta máquina no podrá utilizarse en nuestro refrigerador "gratuito". Trabajando en el ciclo inverso, ella no puede (debido a las pérdidas), calentar el cuerpo de trabajo hasta la temperatura del calentador utilizando solamente el trabajo obtenido de la primera máquina, incluso si esta última trabajara idealmente, sin pérdidas.

De esta manera, Carnot estableció que existe un limite teórico de trabajo que puede realizar una máquina térmica.

Carnot no pudo deducir la fórmula para la magnitud de este *trabajo. Por eso su labor resultó incompleta.*

Concluyamos el relato sobre Carnot con las palabras con que él formuló su ley: "La fuerza motriz del calor no depende de los agentes utilizados para desarrollarla; su cantidad se determina exclusivamente por las temperaturas de los cuerpos entre los cuales, a fin de cuentas, tiene lugar la trasferencia del calórico".

UN PROBLEMA SENCILLO

Hagamos un receso necesario para poner un ejemplo muy sencillo de un proceso irreversible, del cual, sin embargo, a veces surgen interpretaciones tergiversadas.

En una economía doméstica bien organizada, la calefacción de las habitaciones puede regularse abriendo y cerrando una llave. En cierto manual de "consejos útiles" se puede leer que en invierno no se debe desconectar la calefacción por las noches, porque toda la *energía economizada de esta forma, se gastará nuevamente por la*

mañana al calentar la habitación. Hay, aparentemente, una ley de conservación: debe reponerse la misma cantidad de calor que se perdió.

Es difícil precisar cuán convincentes son estos razonamientos, pero resulta fácil comprender que son incorrectos.

¿Hacia dónde va el calor de una habitación caliente? El calor se escapa a través de las paredes de la habitación hacia la calle, hacia la caja de la escalera e, incluso, hacia el apartamento vecino, si en él no vive nadie.

El flujo de calor se regula por una ley descubierta por Newton. La cantidad de calor que sale de la habitación por unidad de tiempo a través de la unidad de superficie, es proporcional a la diferencia de temperaturas a ambos lados de la pared:

$$Q = k(T_1 - T_2) = k\Delta T$$

donde T_1 es la temperatura de la habitación, T_2 la temperatura de la calle y k es un coeficiente que caracteriza las propiedades de conducción térmica de la pared y de la capa de aire adyacente a la misma.

Este flujo Q es la única fuente de pérdidas, en la reposición de las cuales gasta energía el aparato de calefacción. Mientras más tiempo se mantenga el valor más pequeño de Q, menos energía se gastará.

Cualquier otro detalle carece de trascendencia. Lo único importante es el desnivel medio de temperaturas durante el día. Mientras menor sea este desnivel y, por tanto, mientras menor sea la temperatura media de la habitación durante el día, mayor será el ahorro de energía [1)].

LA LEY DE LA CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA

El calórico debe conservarse, el trabajo se realiza sobre la base de la "caída" del calórico de un nivel más alto a otro más bajo. Así pensaban aún a principios del siglo pasado y de esto estaba convencido Carnot cuando escribió su memoria. La temperatura en esta teoría jugaba el rol de la energía potencial y si los físicos hubiesen comprendido mejor la mecánica, les hubiera preocupado

[1)] Este ejemplo fue presentado por Bartlett en su conferencia con motivo de entregársele el premio Millikan en 1981, que se otorga a los pedagogos en EE.UU.

el hecho, de que en el calórico no hay nada parecido a la energía cinética.

La situación con el calor se complicaba, además, porque los físicos no comprendían muy bien qué es la energía. El propio término "energía" apareció sólo a principios del siglo XIX y fue introducido en la mecánica por Young. Por eso, es posible que no debamos sorprendernos, de que la conservación de la energía y su transformación haya sido descubierta, no por un físico, sino por el médico Roberto Mayer.

En 1840 Mayer, en calidad de médico de a bordo, partió para la isla de Java. En el diario, que él llevaba muy cuidadosamente, se conservaron dos apuntes. En uno de ellos detalla su conversación con el navegante, el cual le contó que, durante la tormenta, el agua del océano se calienta. Es posible que este haya sido el primer paso hacia el descubrimiento. El segundo apunte se refiere a lo que él notó, cuando provocaba una sangría (como se acostumbraba en la medicina de ese tiempo) a los marineros enfermos de pulmonía. Mayer prestó atención a lo que los médicos locales conocían de antaño, aunque no se asombraban de ello. La sangre de las venas de los marineros no era oscura, como estaba acostumbrado a ver el médico europeo, sino roja viva. Mayer ideó para esto una explicación poco común. El hombre es similar a una máquina térmica. El calor que se desprende en su cuerpo, surge como resultado de la combustión (oxidación) del oxígeno en la sangre del hombre. El calor animal, del cual hablaban y escribían los científicos, en esencia no se diferenciaba en nada de cualquier otro calor: su producción requiere combustible. Los residuos de la combustión, el anhídrido carbónico, son conducidos de nuevo por la sangre a los pulmones. La sangre, al llenarse del "humo" de los productos de la combustión, se oscurece. En un clima tórrido se necesita poco calor, se gasta menos combustible, la combustión ocurre con menor intensidad y la sangre apenas se oscurece.

Lo principal en este cuadro era la suposición de que el calor se desprende a cuentas de la energía de la reacción química. La idea es sencilla, pero casi imposible de comprender en la Europa de aquel tiempo. Incluso la observación de Mayer, de por qué el agua se calienta durante las tormentas, no fue aceptada por los sabios profesores de Tübingen, a donde se dirigió en busca de apoyo.

El artículo enviado por Mayer en julio de 1841 a la revista de Poggendorff (ya fue mencionada anteriormente) no fue advertido por el redactor. Mayer no recibió siquiera una simple notificación de la redacción. Es cierto que el artículo estaba escrito muy nebulosamente, no lo escribió un físico, sino un médico que no se dedicaba a la física. El artículo se titulaba "Sobre la determinación

cuantitativa y cualitativa de la fuerza. Obra de R. Mayer, doctor en Medicina y Cirugía, médico práctico de Heilbronn".

Al año siguiente, Mayer publicó en una revista de química un nuevo trabajo, fortalecido con cálculos. En esta ocasión, lo ayudó el célebre fisiólogo Liebig.

Pero sólo en 1845, pudo Mayer publicar su detallado trabajo "El movimiento orgánico en relación con el metabolismo" (título que, como se ve, tampoco resulta muy llamativo para los físicos).

En este tiempo, Mayer no solo comprendió que la energía se transforma de una forma a otra, sino que encontró, apoyándose en los experimentos de Gay-Lussac, el equivalente mecánico del calor: 365 kgm por cada caloría grande (3,7 erg por caloría).

Para los biólogos, las conclusiones de Mayer también resultaban raras. Muchos biólogos (les llamaban vitalistas) consideraban que la fuente de la actividad de los organismos vivos era cierta fuerza vital específica. La comprensión moderna del estrecho vínculo existente entre la biología y la física, tiene su origen en el descubrimiento de Mayer. El destino de Mayer fue muy duro. Sus colegas científicos lo acosaban, las personas cercanas a él no lo comprendían. Paso diez años en un manicomio. Sólo unos pocos años antes de su muerte (en 1878) fue reconocido.

En esos mismos años, cuando Mayer trataba vanamente de convencer al mundo científico en lo correcto de sus pensamientos sobre la conversión de la energía en calor, en Inglaterra ideas semejantes fueron desarrolladas por Joule.

El primer trabajo de Joule se produjo en 1841. Estaba dedicado a la investigación del calor desprendido por los conductores con corriente. Es interesante que, en ese mismo año Mayer calculó, por primera vez, el equivalente mecánico del calor y lo comunicó por carta a su amigo Bauer. Sin embargo, publicó su resultado más tarde.

Joule concluyó de sus experimentos que el calor se desprende a cuenta del trabajo de las baterías, como resultado de las reacciones químicas que en ellas tienen lugar. De aquí llegó Joule al descubrimiento de la ley que hoy se denomina ley de Joule-Lenz.

Su convencimiento acerca de la naturaleza del calor, Joule lo fortaleció con experimentos y, al igual que Mayer, determinó el equivalente mecánico del calor. Estos experimentos Joule los llevó a cabo durante muchos años. Todos los experimentos demostraron que el calor surge como resultado del trabajo. De esta manera, fue finalmente demostrado que la teoría del calórico inextinguible no es cierta y debía ser olvidada.

Joule tampoco encontró enseguida el reconocimiento de sus

contemporáneos. Demasiado grande era la influencia de las viejas teorías, que se apoyaban en la fe y la autoridad, para que se aceptaran las nuevas ideas sobre la equivalencia entre el calor y el trabajo.

Pero nuevos y nuevos experimentos confirmaban estas ideas en las condiciones más diversas. Liebig no olvidó lo que conoció por Mayer y en su trabajo "Sobre el calor animal" defendió decididamente la conclusión, de que todo el calor que surge en el cuerpo humano es producto de la combustión de los alimentos.

En 1847 las ideas sobre "la conservación de la fuerza" (es decir, de la energía) recibieron nuevo desarrollo en los trabajos de Helmholtz (que no reconoció a su tiempo los méritos de Mayer).

De esta manera, en los años cuarenta del siglo XIX, como resultado del trabajo de muchos naturalistas fue formulada, posiblemente, "la ley más importante de la naturaleza", la ley de la conservación de la energía a la cual se denomina también primer principio de la termodinámica.

Es interesante, que en el camino hacia el reconocimiento de esta ley se encontró aún otra dificultad. En la afirmación, de que la energía no surge de nada, que no se puede construir un móvil perpetuo, se podía creer a fin de cuentas. Lo difícil era comprender que la energía no puede desaparecer. El trabajo de un caballo se gasta en la fricción de las ruedas de la carreta, el calor de una estufa caliente se dispersa irrevocablemente por la habitación. A cada paso vemos como desaparece la energía, como el trabajo se gasta en vano y de todas formas decimos que la energía se conserva. Esta paradoja fue resuelta sólo cuando se comprendió que el calor esta ligado al movimiento de las moléculas y que "la energía desaparecida" se transforma en energía de ese movimiento.

Llegó el momento de regresar a Carnot. Ni Mayer ni Joule lo recordaron nunca. La explicación de la ley de la conservación de la energía y el principio de Carnot fue completada por Clausius. Su trabajo fue publicado en 1850 por Poggendorff en la misma revista en que no se encontró lugar para el trabajo de Mayer. Clausius fue el primero que habló de la equivalencia del calor y el trabajo, como del primer principio de la teoría del calor y escribió la ecuación que le faltaba a Carnot. Para esto era necesario, ante todo, decir una cosa muy sencilla: cada cuerpo posee cierta energía interna que se puede incrementar de dos maneras: realizando trabajo sobre el cuerpo y llevando calor al cuerpo. El sentido de esta afirmación se encuentra en la conjunción "y". Lo dicho se puede escribir con ayuda de la fórmula:

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta A$$

En esta sencilla fórmula se encierra un sentido profundo. En la mecánica, la energía de un cuerpo aumenta cuando cualesquiera fuerzas externas realizan trabajo sobre este cuerpo. Esta afirmación se puede escribir de la manera siguiente: $\Delta U = \Delta A$, entendiendo por ΔA, por ejemplo, el trabajo de comprimir un resorte y por ΔU, el aumento de su energía potencial. Pero la energía del resorte se puede aumentar, no solamente comprimiéndolo. Llevando calor a cualquier sistema de cuerpos, podemos también aumentar su energía.

Es muy importante comprender que por el estado final del sistema no se puede, de ninguna manera, determinar a cuenta de qué el sistema aumentó su energía: a cuenta del calor o del trabajo. El propio Clausius llamaba a U "calor contenido en el cuerpo", oponiéndolo a Q "el calor comunicado al cuerpo". Ahora U se denomina energía interna (o simplemente energía) y ΔU es su incremento.

Como dijimos, la energía del cuerpo U se puede variar trasmitiéndole calor y también realizando trabajo, pero estos aportes, digámoslo así, pierden su especificidad, transformándose en una magnitud física única, la energía U[1]. No existe ninguna magnitud a la que se pueda llamar calor del cuerpo Q, como no hay dentro del cuerpo magnitud a la que se pueda llamar trabajo A. Al estado con una misma energía U se puede llegar de formas diversas, escogiendo de distinta manera las cantidades de calor y trabajo comunicado al cuerpo, pero dejando invariable su suma. En esto consistía la principal "astucia" de la naturaleza, el camino a la comprensión de la cual, resultó tan largo y difícil. Ahora podemos concluir el relato del ciclo de Carnot y obtener una fórmula para el rendimiento de la máquina térmica. Sin embargo, para hacerlo necesitamos conocer la fórmula para el trabajo del gas (la fórmula para el gas ideal es suficiente, ya que el ciclo de Carnot se puede calcular para cualquier cuerpo).

El trabajo que hay que gastar para comprimir un mol de gas ideal desde el volumen V_0 hasta el volumen V, a temperatura

---

[1] Clausius dejó establecido en la ciencia sobre el calor el concepto de energía (más exactamente, de energía interna). El tomó esta palabra de la mecánica: "En lo que se refiere... a los nombres, me parece especialmente conveniente la palabra "energía", utilizada por Thomson, ya que la magnitud de que hablamos corresponde completamente a la que se designa por este término en las matemáticas..." Otros físicos propusieron los nombres de "calor interno", "trabajo interno", "función de acción".

constante, es igual a

$$A = -RT \ln \frac{V}{V_0}$$

(ln es el logaritmo natural; si $y = \ln x$, entonces $x = e^y$, $\log x = \ln x \cdot \log e \simeq 0{,}23 \ln x$).

Si $V_0 < V$ (el gas se dilata), entonces $A < 0$, el trabajo se realiza por el gas.

Esta fórmula se deduce así. El estado del gas ideal, como sabemos, satisface la ecuación de estado de Clapeyron – Mendeléiev [1)]

$$pV = RT$$

(vamos a considerar siempre que tenemos exactamente un mol de gas)

Supongamos que el gas se encuentra en un cilindro con un pistón. Aplicamos al pistón la presión p. El pistón comprimirá al gas realizando trabajo. Si el área del pistón es igual a σ, entonces sobre el pistón actúa la fuerza $p\sigma$. Si esta fuerza permanece constante, al mover el pistón en una distancia igual a Δl, la fuerza realiza el trabajo $\Delta A = p\sigma\Delta l$. No es difícil ver que el producto $\sigma\Delta l$ no es más que la disminución del volumen del gas $-\Delta V$. Para que ΔA sea positivo hemos escrito el signo menos. Así pues, la expresión para el trabajo realizado sobre el gas tiene la forma (fig. 9)

$$\Delta A = -p\Delta V \, (\Delta A > 0, \text{ si } \Delta V < 0).$$

Con ayuda de la ecuación del gas ideal eliminamos la presión:

$$\Delta A = -\frac{RT}{V}\Delta V$$

ó

$$\Delta V = -\frac{V}{RT}\Delta A.$$

Esta es la ecuación que tenemos que resolver.

Supongamos que el gas se comprime del volumen V al volumen, por ejemplo, $1/2V$ (es decir, $\Delta V = 1/2V$). Repitamos esta operación 10 veces. Al final de las etapas el volumen toma los valores $(1/2)V$, $(1/4)V$, $(1/8)V$, ..., $(1/2^{10})V$. Observando la ecuación que acabamos

---

[1)] Es interesante, que una ecuación parecida fue hallada en los apuntes de Carnot.

de escribir, vemos que para que el volumen se reduzca del valor V a $(1/2)V$, hay que realizar un trabajo, aproximadamente igual a

$$\Delta A = \frac{2}{3}RT \quad \left(\text{primera etapa: } V \to \frac{1}{2}V\right).$$

En lugar de considerar la variación del volumen en la parte derecha, sustituiremos V por la semisuma $(1/2)[V + (1/2)V] = (3/4)V$ de los valores del volumen al principio y al final de la etapa. Está claro que haciendo las etapas más cortas, disminuyendo la variación del volumen, es posible hacer el error de esta aproximación tan pequeño como se quiera.

Calculemos de igual manera el trabajo realizado sobre el gas en la segunda etapa. Al hacerlo, sustituiremos nuevamente el volumen por la semisuma $(1/2)[1/2V + (1/4)V] = (3/8)V$. Para disminuir nuevamente el volumen en dos veces hay que considerar $\Delta V = (1/4)V$, de donde se obtiene:

$$\Delta A = \frac{2}{3}RT \quad \left(\text{segunda etapa: } \frac{1}{2}V \to \frac{1}{4}V\right).$$

A continuación, ya no es difícil notar que en cualquier etapa, al disminuir el volumen en dos veces, se realiza un mismo trabajo

$$\Delta A = \frac{2}{3}RT.$$

De esta manera, el trabajo gastado crecerá en progresión aritmética, mientras que el volumen se reducirá en progresión geométrica.

Podemos escribir ahora las mismas fórmulas para el caso en que el volumen inicial V_0 disminuye en cada etapa sólo en una pequeña parte $(1/n)V$, $n \gg 1$. En este caso, después de N etapas

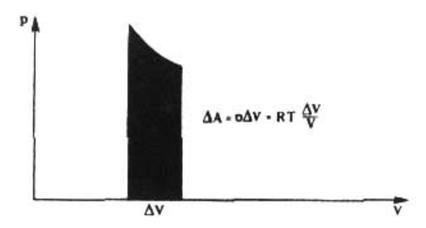


FIG. 9. *Compresión isotérmica del gas*

($N \gg 1$), la relación de los volúmenes será igual a:

$$\frac{V}{V_0} = \left(1 - \frac{1}{n}\right)^N$$

y el trabajo realizado

$$A = N \cdot \frac{1}{n} RT.$$

Eliminando N de estas fórmulas, obtenemos la relación entre la variación del volumen V/V_0 y el trabajo A:

$$\frac{V}{V_0} = \left[\left(1 - \frac{1}{n}\right)^n\right]^{A/RT}.$$

Si ahora hacemos tender $n \to \infty$, la expresión entre corchetes tenderá, como se sabe, a $e = 1/2{,}7172\ldots$:

$$\lim_{n\to\infty}\left(1 - \frac{1}{n}\right)^n = \frac{1}{\lim\limits_{n\to\infty}\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n} = \frac{1}{e}.$$

De esta manera:

$$\frac{V}{V_0} = e^{-A/RT}$$

ó

$$A = -RT \ln\frac{V}{V_0}.$$

Es útil ilustrar geométricamente la fórmula obtenida. Dibujemos el gráfico (fig. 10) de la función $p(V, t)$ para T constante, es decir la hipérbola:

$$p = \frac{RT}{V}.$$

El trabajo A al variar el volumen V en ΔV es el área de la superficie rayada y todo el trabajo de comprimir el gas desde el volumen V_0 al volumen V es igual, evidentemente, al área de la figura bajo el segmento de la hipérbola rodeada por la línea doble.

ADIABÁTICA

Estudiemos ahora con más detalle cómo se comporta el gas en un termos, cuando no se le entrega ni se le quita calor. En este caso, la temperatura del gas varía solamente a expensas de la energía interna del gas.

Si la vasija con gas está térmicamente aislada, el trabajo que se realiza sobre el gas o el trabajo realizado por el gas es la única fuente de variación de su energía interna:

$$\Delta U = \Delta A = -p\Delta V = -\frac{RT}{V}\Delta V.$$

Si el gas se calentara a volumen constante, entonces la variación de su energía se determinaría solamente por el calor que se trasmite al cuerpo. En este caso se puede escribir para la energía otra fórmula: $\Delta U = c_V \Delta T$,
donde c_V es la capacidad calorífica del gas (por cada mol) a volumen constante. Esta fórmula es, sencillamente, la definición de la magnitud c_V. Las dos fórmulas escritas reflejan el hecho de que la variación de la energía interna puede ocurrir de dos maneras: a cuenta del calor y a cuenta del trabajo. Por eso ΔU se puede calcular, sustituyendo el proceso adiabático por otro, que consta de dos etapas. Inicialmente varía la temperatura a volumen constante. Entonces U aumenta en $c_V \Delta T$. Después, dejamos que el gas se enfríe a temperatura constante. Entonces el valor de U permanecerá constante y el trabajo realizado por el gas compensa la cantidad de calor gastada en la primera etapa. Igualando ΔU

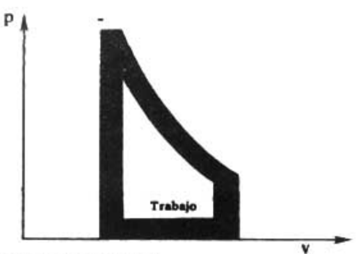


FIG. 10. *Trabajo durante la compresión isotérmica*

calculado por dos métodos, obtenemos:

$$\frac{\Delta V}{V} + \frac{c_V}{R}\frac{\Delta T}{T} = 0.$$

Si c_V no depende ni de T, ni de V (esto es cierto para variaciones no muy grandes de la temperatura del gas ideal), esta ecuación puede resolverse. Lo mas fácil es comprobar que si hacemos

$$VT^{\frac{c_V}{R}} = \text{const},$$

entonces la *ecuación se satisface. Esto se puede comprobar sustituyendo* en lugar de V y T los valores ligeramente modificados de $V + \Delta V$ y $T + \Delta T$. Nos convenceremos de que *const no cambia si* se desprecian $(\Delta V)^2$, $(\Delta T)^2$ y $\Delta V \Delta T$. Si en lugar de T introducimos la presión, la fórmula adquiere la forma $pV^{\gamma} = \text{const}$ (la constante aquí, evidentemente, es otra), donde

$$\gamma = \frac{c_V + R}{c_V}.$$

Notemos también, que la magnitud R es numéricamente igual al trabajo que realiza el gas ideal, si su temperatura se eleva en 1°C *y su presión permanece constante:*

$$-\Delta A = p\Delta V = R\Delta T.$$

Si se calienta el gas, no a volumen constante, sino a temperatura constante, hay que trasmitirle una cantidad adicional de R calorías por mol para compensar la pérdida de energía gastada en la dilatación del gas (esto ya lo sabía Carnot).

La magnitud $c_V + R$ se denomina capacidad calorífica a presión constante y se la designa por c_p. Por eso

$$\gamma = \frac{c_p}{c_V}$$

y la relación entre la presión del gas ideal y su volumen durante un proceso adiabático es

$$pV^{\frac{c_p}{c_V}} = \text{const}.$$

Esta fórmula se denomina ecuación de la adiabática[1].

---

[1] La formula $pV^n = \text{const}$, donde n es cierto número, describe aproximadamente los procesos en los gases corrientes. En este caso la curva se denomina politrópica.

FUNCIÓN DE CARNOT

Carnot, como ya sabemos, demostró que la eficiencia de una máquina térmica depende únicamente de la temperatura del calentador y el refrigerador, pero no pudo deducir esta dependencia analíticamente, porque no disponía de las fórmulas que nosotros acabamos de obtener.

Esta dependencia fue deducida por Clausius.

Regresemos al ciclo de Carnot. Las adiabáticas en este caso unen las isotermas correspondientes a las temperaturas T_1 y T_2. Para las dos adiabáticas podemos escribir las dos ecuaciones:

$$VT_1^{c_V/R} = a_1 \qquad VT_2^{c_V/R} = a_2,$$

donde a_1 y a_2 son dos constantes diferentes. La adiabática tiene la propiedad, de que si ella une dos puntos con temperaturas T_1 y T_2, entonces la relación de los volúmenes en estos puntos

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{R/c_V}$$

depende solamente de la relación de temperaturas. Utilizando esta propiedad para los pares de puntos (a, d) y (b, c) en el ciclo de Carnot, podemos concluir que

$$\frac{V_b}{V_c} = \frac{V_a}{V_d}$$

o, que los volumenes en los extremos de las dos isotermas del ciclo satisfacen la importante relación

$$\frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d}.$$

Esta es, precisamente, la fórmula que le faltaba a Carnot.

Ahora, calculemos el trabajo realizado en el proceso isotérmico. Para la primera isoterma ab, el trabajo realizado por el gas es igual a

$$|\Delta A_{ab}| = RT_1 \ln \frac{V_b}{V_a}.$$

Es evidente que este calor es igual a la cantidad de calor Q_1 obtenido del calentador. El trabajo realizado sobre el gas en la

segunda isoterma es

$$|\Delta A_{cd}| = RT_2 \ln \frac{V_c}{V_d}.$$

Este trabajo, por su parte, es igual a la cantidad de calor Q_2 entregada al refrigerador.

Considerando ahora la relación entre los volumenes podemos escribir que

$$\left|\frac{\Delta A_{ab}}{\Delta A_{cd}}\right| = \frac{T_1}{T_2}$$

o, finalmente:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}.$$

La función de Carnot, que define la eficiencia, usualmente se expresa como la relación entre el calor "utilizado" $Q_1 - Q_2$ y obtenido del calentador Q_1. Por consiguiente, podemos escribir

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Esta es la famosa fórmula para el rendimiento de una máquina térmica

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

En esta forma, la fórmula de Carnot tiene un significado fundamental [1]. Ella demuestra que la fracción de calor que puede ser convertida en trabajo, depende de dos temperaturas: la del calentador y la del refrigerador. En la mecánica, nosotros estamos acostumbrados a que la energía cinética del cuerpo puede ser transformada completamente en trabajo. Con el calor no puede hacerse lo mismo. La magnitud del trabajo posible (la fuerza motriz del fuego, como decía Carnot) depende de los estados inicial (calentador) y final (congelador) del gas de trabajo. A tal idea sobre el trabajo había que acostumbrarse. Ella condujo a la aparición de una nueva ciencia, la termodinámica.

---

[1] Recordemos que Carnot no obtuvo estas fórmulas. Ellas fueron obtenidas solamente por Clausius.

LA ESCALA ABSOLUTA DE TEMPERATURAS

En el desarrollo de la física hay momentos, cuando una nueva idea modifica todo el curso ulterior de la historia. De estos momentos se habla como de grandes descubrimientos. Todos los descubrimientos tienen predecesores, pero sólo cuando las ideas físicas encuentran una formulación matemática exacta, es que ellas comienzan a vivir su propia vida, independiente, a menudo, de su creador.

En la primera mitad del siglo XIX se destacan tres grandes ideas que determinaron e hicieron imprescindible el nacimiento de la nueva física en las fronteras del siguiente siglo. Estas son la idea del campo de Faraday y Maxwell, la idea de la transformación y conservación de la energía de Mayer y la idea de la termodinámica de Carnot. Con diferente grado de perfección aparecieron estas ideas. La brillantez del aparato matemático de Maxwell condicionó el surgimiento de la electrodinámica con el más alto grado de perfección. Casi sin fórmulas conquistó el mundo la idea de Mayer. Carnot demostró solamente un teorema, del cual se deducía la sencilla fórmula $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, pero detrás de esta fórmula se escondía toda una ciencia.

De manera similar a como el fundador de la teoría ondulatoria Fresnel, utilizando el modelo del éter para deducir las fórmulas de la óptica ondulatoria, obtuvo leyes que son independientes del modelo, asimismo Carnot supo deducir del modelo del calórico resultados tan generales, que no los ha podido estremecer todo el desarrollo subsiguiente de la física. La termodinámica, que surgió con el breve artículo de Carnot, aun hoy representa una creación extraordinaria de la razón humana. Después de Carnot, y este fue uno de los resultados fundamentales de sus ideas, el concepto de temperatura adquirió, finalmente, un sentido exacto.

Hace mucho tiempo Galileo descubrió que todos los cuerpos, independientemente de su naturaleza, caen con igual aceleración. Newton descubrió, que la fuerza de atracción de los cuerpos no depende de su naturaleza y depende solamente de sus masas. El descubrimiento de Carnot posee un carácter tan general como los anteriores.

El teorema de Carnot fue el primer resultado riguroso en la teoría del calor. Todo lo que se conocía del calor hasta entonces,

tenía, digámoslo así, un caracter descriptivo. Los físicos (y los ingenieros) sabían describir distintos procesos térmicos, sabían cuánto calor hace falta gastar al calentar distintos cuerpos y cuánto calor se desprende al quemar un combustible. En breve, ellos sabían comparar cantidades diferentes de calor y medir temperaturas con un termómetro, pero no sabían lo que significan estos conceptos.

Mayer y Joule descubrieron la relación entre el calor y la energía. Carnot comprendió cómo ocurre la transformación del calor en trabajo. Después de esto llegó el momento de comprender lo que es la temperatura. La temperatura parecía similar a la energía: si suministramos calor, la temperatura aumenta, si el cuerpo realiza trabajo, su temperatura disminuye. Pero esta simple relación existe solamente cuando se tiene en cuenta un solo cuerpo.

Comparando el comportamiento térmico de dos cuerpos, chocamos con una dificultad. Es fácil comparar, qué cuerpo está más caliente y cuál más frío, pero es imposible "quitarle" un grado a uno de los cuerpos y calentar el otro en ese mismo grado. La capacidad calorífica de cuerpos distintos, es decir la cantidad de calor necesaria para calentarlos en un grado, es diferente y además cambia con la temperatura. Estaba claro que, si dos cuerpos poseen igual temperatura, de esto no se deduce, de ninguna manera, que contengan una misma cantidad de energía.

La temperatura se medía con termómetros, se determinaba por la longitud de una columna de mercurio o de alcohol o por el volumen del gas en un recipiente sellado.

Estos métodos, por supuesto, no pueden considerarse irreprochables.

Los termómetros de mercurio y alcohol no sirven, en general, para efectuar mediciones precisas, pues se basan en la suposición de que la dilatación del mercurio y el alcohol es proporcional al cambio de su temperatura, suposición que, evidentemente, tiene un carácter aproximado. Además, la comprobación de esta aproximación exige determinar la temperatura por algún otro método.

En realidad los físicos tuvieron suerte. La medición de temperaturas con el termómetro de gas resultó un buen método gracias a la feliz propiedad de los gases de comportarse casi igual a bajas densidades. Del curso escolar de física sabemos que todos los gases se describen bien por una misma ecuación de estado.

El secreto de esta afortunada situación consiste en que casi todos los gases que se encuentran en la naturaleza pasan al estado líquido a temperaturas muy bajas. En tiempos de Carnot incluso se pensaba que ciertos gases como el oxígeno y el nitrógeno, siempre

permanecen en estado gaseoso (por eso les llamaban gases permanentes). Lejos del punto de liquefacción, los gases se comportan como ideales.

Por eso, el termómetro de gas es aún el dispositivo fundamental para mediciones exactas de temperatura. En condiciones reales tales mediciones son bastante complejas, pero el principio básico es sencillo y bien comprensible.

Sin embargo, incluso el termómetro de gas está lejos del ideal deseado. A los físicos les iba muy bien en el siglo pasado, cuando en el laboratorio no había temperaturas ni muy bajas ni muy altas. En la actualidad en los laboratorios se alcanzan temperaturas inferiores a $-273°C$ y, en las instalaciones termonucleares, de millones de grados.

Está claro, que la temperatura debe ser definida, aunque sea teóricamente, sin referencia a las propiedades de cualesquiera sustancias concretas, ni siquiera de los gases ideales.

Pero antes de pasar a las nuevas ideas detengámonos un poco en la cuestión de cómo surgió la unidad de temperatura.

Al principio, como sabemos, ella surgió casualmente: colocaron el número 100 en el punto de ebullición del agua. Este acto tuvo importantes secuencias: en la ley de Clapeyron - Clausius apareció una nueva constante de los gases $R = 8{,}3157$ joule/grado. Este número surgió sólo porque la magnitud del grado fue introducida hace mucho tiempo y todas las mediciones efectuadas con los gases las relacionaban, por costumbre, a una escala de temperaturas escogida bastante aleatoriamente. Sería más cómodo, ahora, cambiar la definición de grado y "ligarla" a la ecuación de los gases ideales. Para ello sería suficiente disminuir la magnitud del grado en 8,3157 veces y considerar que la temperatura en esta escala del "gas ideal" es

$$\Theta = 8{,}3157T$$

Entonces, la ecuación de Clapeyron - Mendeléiev tomaría la forma

$$pV = \Theta$$

y a la derecha no tendríamos ninguna constante. Pero, por ahora, esto no se acostumbra hacer, la constante R se conserva en la ciencia y la magnitud del grado se continúa determinando con el viejo termómetro de Celsio.

La constante R tiene dimensiones de joule/grado. Escogiendo otra unidad para el grado, es posible, como vimos, hacer $R = 1$. Esto significa que los grados pueden medirse en joule, es decir, en unidades de energía. Entre los grados y las calorías existe algo general, unos y otras pueden medirse en erg. Pero, de todas maneras, estas son magnitudes diferentes.

EL DESCUBRIMIENTO DE LORD KELVIN

Thomson (después Lord Kelvin) se interesó por la cuestión del sentido de la temperatura y en 1848 halló, que del teorema de Carnot puede deducirse una conclusión sencilla pero muy importante. Kelvin notó que si el trabajo del ciclo de Carnot depende solamente de las temperaturas del calentador y el refrigerador, entonces se puede establecer una nueva escala de temperaturas que no depende de las propiedades del cuerpo de trabajo. El ciclo de Carnot puede considerarse como un dispositivo, que permite medir la relación de las dos temperaturas T_1 y T_2. Para esto es necesario utilizar la igualdad

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$$

Midiendo la relación entre las cantidades de calor, tomado del calentador y entregado al refrigerador (o, lo que es lo mismo, midiendo la relación entre los trabajos realizados en las dos etapas isotérmicas del ciclo de Carnot), obtenemos la relación entre las temperaturas del calentador y el refrigerador.

De esta manera, el ciclo de Carnot, si se puede llevar a la práctica entre dos cuerpos (utilizando uno de ellos como calentador y otro como refrigerador) permite determinar la relación entre las temperaturas de estos cuerpos. La escala de temperaturas definida de esta manera se denomina escala absoluta de temperaturas. Para que la propia temperatura absoluta (y no sólo la relación entre dos temperaturas) tenga un sentido definido, es necesario escoger cierto número para un punto de la nueva escala absoluta: un valor numérico de la temperatura debe fijarse arbitrariamente. Después de esto, todos los demás valores de la temperatura se determinan, en principio, con ayuda del ciclo de Carnot.

Lamentablemente, a pesar de toda la belleza de la construcción teórica de la escala de Kelvin, la realización práctica del ciclo de Carnot es muy difícil. Es también difícil llevar a la práctica el ciclo inverso y liberarse de las pérdidas. Hay que aprender a medir la temperatura de alguna otra manera.

LA ESCALA REAL DE TEMPERATURAS

Después de Kelvin la cuestión de la temperatura quedó completamente clara desde el punto de vista teórico. Sin embargo, quedaba un problema práctico: ¿sobre la base de qué principio se debe construir la escala del termómetro patrón, para que sea útil en las mediciones reales?

Durante muchos años en la escala de temperaturas se escogían dos puntos: la temperatura de fusión del hielo y la temperatura de ebullición del agua y la distancia entre estos puntos se dividía en cien partes iguales, cada una de las cuales se consideraba un grado. Esta escala, con dos puntos fijos, fue aceptada en todo el mundo.

Pero esta escala tenía, sin embargo, un gran defecto para realizar mediciones exactas. Para ella era necesario saber reproducir exactamente tanto las condiciones de fusión del hielo como las de ebullición del agua.

Lo más fácil sería arreglárselas con un solo punto fijo, por ejemplo, con el punto de fusión del hielo y medir la temperatura por la relación entre las presiones, que están ligadas con la relación entre las temperaturas por la ecuación de estado (o también organizar un ciclo de Carnot, pero esta posibilidad casi siempre se queda en el plano puramente teórico).

El punto de fusión del hielo, por supuesto, no es muy cómodo como patrón, pues depende de la presión y, en general, no es muy fácil de reproducir. Por eso, en calidad de punto fijo patrón único, en la actualidad se escoge el llamado punto triple del agua, la temperatura en la cual coexisten en equilibrio las tres fases: vapor, agua y hielo. Para cada temperatura sobre el hielo existe cierta presión del vapor de agua. Si gradualmente se eleva la temperatura, entonces en el momento cuando el hielo comienza a derretirse, las tres fases se encontrarán en equilibrio. A este estado le corresponde una temperatura de 0,01°C. El punto 0,01°C es relativamente fácil de reproducir en el laboratorio y se toma en calidad de patrón en la escala termodinámica, considerando su temperatura igual a 273,16 K. El cero común de la escala Celsius descansa a la temperatura de 273,15 K. Este número se escoge para que los valores de la temperatura en la nueva escala prácticamente no se diferencien de los de la vieja escala de Celsius con dos puntos fijos.

El tránsito a la nueva escala con el punto triple del agua como único punto fijo pasó casi inadvertido. Esta reforma se realizó en 1954 y, ahora, a la pregunta de ¿a qué temperatura se derrite el

hielo a presión normal? Hay que contestar: "aproximadamente a 273,15 K" o "aproximadamente a 0°C". A la pregunda de ¿cuál es la temperatura del punto triple del agua? Se debe contestar: "exactamente 273,16 K" o "exactamente 0,01°C"[1].

Es interesante, que la idea de la escala con un solo punto fijo fue expuesta ya en 1873 por D.I. Mendeléiev, el cual propuso definir la magnitud de un grado como el incremento de temperatura necesario para que la presión de un gas (el hidrógeno, según Mendeléiev) se incrementase en 1 kg/cm². Como temperatura inicial se escogía la temperatura de fusión del hielo a la presión de 100 g/cm². Este grado nuevo o, como se le llamó entonces, métrico, resultaba igual a 0,2728°C.

La idea de Mendeléiev fue llevada a la práctica (de forma algo diferente) sólo 70 años después. De esta manera, el nombre de Mendeléiev está también ligado a la actual escala del termómetro.

LA ESCALA INTERNACIONAL DE TEMPERATURAS

No es difícil hacer concordar la escala con un punto fijo y la escala de Kelvin-Mendeléiev, basada en el teorema de Carnot. La escala *termodinámica* (así se denomina la escala de Kelvin-Mendeléiev), como ya hemos dicho, no se modifica si todos los valores de la temperatura se multiplican por un mismo número. La selección del punto fijo elimina esta no univocidad. Si, por ejemplo, se considera que el agua hierve a la temperatura $T_k = 373,15$ grado, entonces no queda ninguna arbitrariedad: los valores de la temperatura ya no pueden ser multiplicados por nada, puesto que el valor T_k debe permanecer fijo. Como ocurre a menudo, los métodos rigurosos desde el punto de vista teórico resultan poco prácticos para su utilización diaria en los laboratorios comunes, no metrológicos. La escala termodinámica puede utilizarse solamente en laboratorios especiales, bien equipados. En los laboratorios comunes se utiliza la escala IPTS68 (escala práctica internacional de temperaturas, adoptada en 1968). En esta escala el punto de ebullición del agua, es exactamente igual a 100°C, además hay otros puntos fijos (cuya reproducción es bastante compleja), a los cuales también se les atribuye una

[1] Actualmente se discute la posibilidad de cambiar el punto triple del agua por el punto triple del galio (29,7740°C) que se reproduce más fácil y exactamente.

temperatura definida. Esta escala, por supuesto, no coincide plenamente con la escala termodinámica, puesto que la temperatura de los puntos fijos no es absolutamente exacta. La divergencia entre la IPTS68 y la escala termodinámica en la región del punto de ebullición del agua es de 0,004–0,005K. De esta manera, al medir temperaturas en los laboratorios comunes, se cometen errores de varias décimas de por ciento. La temperatura es, por lo visto, la magnitud más inexacta con que nos encontramos casi a cada paso. Incluso las mediciones más exactas dan un error de $5 \cdot 10^{-3}\%$. Esta misma inexactitud tiene el valor, actualmente conocido, de la constante universal de los gases: $R = 8{,}340 \pm 0{,}0022$. A este mismo tipo de magnitudes pertenece también el valor actual del equivalente mecánico del calor, del cual se conocen solamente cuatro cifras: 1 caloría $= 4{,}184 \pm 0{,}0026$ joule.

Las mediciones térmicas precisas continúan siendo en la actualidad unas de las mediciones más defíciles en los laboratorios de física.

TEORÍA CINÉTICA DE LOS GASES

Tratar de describir el movimiento de cada átomo por separado es una tarea imposible de realizar y además innecesaria: ningún instrumento puede seguir a todos los átomos. Ya a mediados del siglo XIX se comprendió que los sistemas formados por un número muy grande de partículas, hay que abordarlos desde el punto de vista de la teoría de probabilidades, considerando no las propiedades de cada átomo aislado, sino mediando estas propiedades por todo el gran conjunto de ellos.

En la segunda mitad del siglo XIX surgió una nueva ciencia, la Física Estadística, que alcanzó su florecimiento en los trabajos de Boltzmann y Gibbs.

Sin embargo, las primeras ideas nacieron antes. En relación con esto vale la pena contar la notable historia del ingles Waterstone.

En 1845 a la Academia de Ciencias inglesa (se le llamaba Real Sociedad) le fue presentado el trabajo de Waterstone. En él se demostraba que la presión de un gas sobre las paredes de un recipiente se puede explicar por los choques de los átomos.

Aunque la propia idea de que el gas está constituido por átomos no era nueva, pocos tomaban con seriedad la idea de que los átomos pueden moverse libremente en el recipiente, de pared a pared y de que las propiedades elásticas de los gases pueden

reducirse a la mecánica clásica de los átomos. El trabajo de Waterstone no agradó a los miembros de la sociedad científica y fue declinado por éstos. Sólo muchos años después éste fue encontrado en los archivos por Rayleigh [1], que lo publicó en 1892 en la revista "Comunicados filosóficos de la Real Sociedad", que se publica hasta nuestros días.

Rayleigh, por cierto, notó que Waterstone actuó con gran falta de previsión, al no referirse al comienzo del artículo a sus predecesores. Entre ellos, D. Bernoulli en 1727 escribió sobre la relación entre la presión del gas y el cuadrado de la velocidad de movimiento de las partículas que lo constituyen. Si Waterstone hubiera recordado a su famoso predecesor, entonces, como escribió Rayleigh "*el censor de la Sociedad Real no se hubiese atrevido* a declarar el trabajo sin sentido, inservible para ser siquiera leído ante la sociedad".

Este fue un episodio triste para la física. Lo que fue hecho por una persona y permaneció ignorado, fue descubierto más adelante, sólo como resultado del trabajo de varias personas y la fórmula definitiva fue escrita por Maxwell solamente en 1859.

Esta historia es instructiva ¡Cuánto trabajo se empleó, para obtener una fórmula, que a nosotros nos parece muy sencilla!:

$$p = \frac{1}{3} nm \langle v^2 \rangle_{med} .$$

Aquí p es la presión del gas, n el número de moléculas en 1 cm^3 (densidad del gas), m es la masa de cada molécula, $\langle v^2 \rangle_{med}$ la media aritmética de los cuadrados de las velocidades de las moléculas.

CHOQUES EN EL GAS IDEAL

La fórmula citada demuestra que la presión del gas es directamente proporcional al número de moléculas por unidad de volumen y, por tanto, inversamente proporcional al volumen del gas: $p \sim 1/V$. Esta es la ley de Boyle-Mariotte. Pero ella describe el comportamiento del gas ideal. Esto significa que la fórmula escrita por nosotros es válida para un gas ideal.

¿Qué es un gas ideal desde el punto de vista de la teoría

[1] Rayleigh, físico inglés, fue uno de los creadores de la teoría de oscilaciones, y en particular, de la teoría del sonido.

atómica? A veces se dice que este es un gas que consta de átomos cuyas dimensiones se pueden despreciar, es decir, se considera que el gas consta de puntos materiales. Pero los puntos no tienen dimensiones y, por consiguiente, no chocan unos con otros. Si esto es así, entonces sus velocidades no deben cambiar con el tiempo (si acaso solamente cuando chocan con las paredes). Supongamos que cierto recipiente, en forma de cubo, está lleno de gas. Sea que el gas fue "metido" en el recipiente en forma de "chorro", de manera tal que todas las moléculas se muevan en dirección perpendicular a una de las paredes del cubo y se reflejen en dirección contraria como en un espejo. Entonces, las moléculas del gas se moverían entre las dos paredes, sin ninguna acción de unas sobre otras.

Está claro, que en la realidad todo ocurre de otra manera. En el recipiente hay muchas moléculas que frecuentemente chocan entre si, cambiando su velocidad en cada choque. Es por eso que muy rápidamente (tanto mas rápido cuanto más moleculas haya), las velocidades de las distintas moléculas adquieren todos los valores posibles y en el recipiente se establece el equilibrio térmico: la presión y la temperatura en todos los puntos del recipiente serán iguales[1]. En el estado de equilibrio térmico, en todas partes del recipiente se establece una misma "distribución de velocidades".

Las moléculas en tal recipiente se moverán en completo desorden, de manera que en todos los puntos del recipiente se observará un caos total.

El establecimiento del equilibrio térmico es un hecho muy importante que, sin embargo, resulta muy difícil de demostrar rigurosamente. Pero el experimento comprueba que, aunque en el recipiente con gas constantemente ocurren choques entre las moléculas que se mueven desordenamente, los instrumentos registran una presión y una temperatura invariables.

Lo más sorprendente es que el estado de equilibrio térmico no depende en lo absoluto de la forma concreta en que chocan las moléculas. Si los choques son poco frecuentes, entonces el equilibrio se establecerá lentamente, si los choques son más frecuentes, el equilibrio se establece más rápido. En un gas el equilibrio se establece tan rápido, que en la mayoria de los casos podemos no interesarnos en cómo ocurrió esto. Lo importante es que los choques ocurren y el equilibrio se establece. Pero carece de toda importancia, cómo son estos choques. El gas puede estar tan

---

[1] Por supuesto que se considera que las paredes del recipiente mantienen todo el tiempo una misma temperatura y que el recipiente es suficientemente pequeño, para que se pueda despreciar el cambio de la fuerza de gravedad con la altura.

enrarecido, que las partículas entre sí no chocan, sino que chocan solamente con las paredes del recipiente, las cuales se mantienen a una temperatura dada, de todas maneras, el equilibrio térmico se establece.

En cambio, después que en el recipiente se establece el estado de equilibrio térmico, los choques ya no modifican nada. Ocurren ellos o no, esto ya no ejerce mayor inflyencia sobre la presión y la temperatura del gas. Es por eso que tiene sentido considerar un modelo, en el cual en estado de equilibrio térmico las moléculas no tienen dimensiones y, en general, no chocan entre sí.

Este modelo de las moléculas como puntos materiales que no chocan entre sí, pero que ya han alcanzado el estado de equilibrio térmico, es el que se elige comúnmente como modelo de gas ideal.

¿CUÁL ES LA VELOCIDAD DE LAS MOLÉCULAS?

Diferentes moléculas tienen, por supuesto, diferentes velocidades. Para calcular la presión del gas es necesario hacer alguna suposición acerca de cómo están distribuidas las moléculas por velocidades, es decir, qué fracción de las moléculas poseen una velocidad dada.

Krönig (1856) consideraba que todas las moléculas se mueven con una velocidad de igual magnitud y cada una se mueve en una de las tres direcciones posibles, paralelas a los ejes de coordenadas. Antes de Krönig (pero después de Waterstone), de este problema

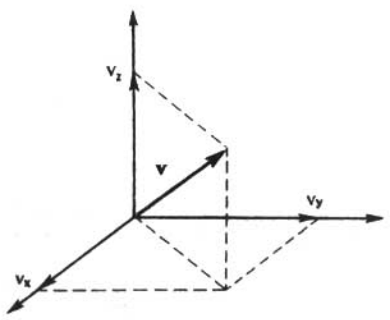


FIG. 11. *Tres componentes de la velocidad*

se ocupó Joule (en 1851). El comprendió correctamente la relación entre los choques de las moléculas con las paredes del recipiente y la presión del gas, pero no pudo obtener la fórmula correcta. Finalmente en 1857, Clausius sin dejar aún la suposición de las velocidades iguales, dedujo una nueva fórmula. Solamente dos años después, Maxwell llegó a la deducción correcta [1].

Cuando la molécula choca con la pared y es rechazada por ella, la pared recibe cierta cantidad de momento lineal. Supongamos inicialmente, que la molécula se refleja elásticamente de la pared, que el eje z es perpendicular a ésta y los ejes x e y están situados en su superficie. Descompongamos la velocidad de la molécula en sus componentes por tres ejes (fig. 11).

En el choque elástico el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión, por lo que las componentes v_x y v_y no se modifican. En cuanto a la componente v_z, ella en el choque elástico cambia su signo. De esta manera, es fácil imaginar que la molécula modifica su momento lineal en la magnitud $2mv_z$. Ahora hay que calcular cuántas moléculas chocan con la pared. Si la distancia entre las paredes que cortan el eje z es igual a l, entonces la partícula que choca con la pared, volverá a ella la próxima vez dentro de un tiempo igual a $2l/v_z$, independientemente de la magnitud de las otras componentes de la velocidad. Esto significa, que en la unidad de tiempo la partícula choca con la pared $v_z/2l$ veces.

Como en cada choque la partícula trasmite a la pared la cantidad de momento lineal $2mv_z$, entonces, por unidad de tiempo transmitirá mv_z^2/l.

Para obtener la magnitud de presión es necesario sumar el aporte de cada partícula (cada una tiene su propia v_z) y dividirla por la superficie de la pared, es decir, por l^2 [2].

$$p = \frac{1}{l^3}\sum mv_z^2 = \frac{Nm}{l^3}\langle v_z^2\rangle_{med}.$$

En esta fórmula hemos utilizado la definición de media aritmética:

$$\sum v_z^2 = N\langle v_z^2\rangle_{med},$$

donde N es el número total de partículas.

---

[1] Maxwell expuso su trabajo el 21 de setiembre de 1859. Su traducción al ruso fue publicada en la colección "Fundadores de la teoría cinética de los gases", en 1937.

[2] Por simplicidad, consideramos que el recipiente tiene forma de un cubo de volumen l^3. Las consideraciones, sobre las cuales trataremos más adelante, demuestran que la presión no puede depender de la forma del recipiente: el gas no "recuerda" la forma de éste.

La última transformación consiste en cambiar $\langle v_z^2\rangle_{med}$ por $\frac{1}{3}\langle v^2\rangle_{med}$. Puesto que $\langle v^2\rangle_{med} = v_x^2\rangle_{med} + \langle v_y^2\rangle_{med} + \langle v_z^2\rangle_{med}$ y los sumandos de la derecha son iguales entre sí (desde el principio partimos de que el movimiento es completamente caótico y ninguna de las direcciones en el recipiente tiene preferencia sobre las otras), entonces:

$$\langle v^2\rangle_{med} = 3\langle v_z^2\rangle.$$

Sustituyendo además la relación N/l^3 por la densidad de las partículas n, obtenemos la fórmula de Waterstone para la presión del gas.

El problema, como vemos, no es difícil y Waterstone lo resolvió correctamente. Krönig supuso que la molécula, al chocar, entrega a la pared todo su momento lineal y obtuvo un resultado dos veces menor [1].

Puede, sin embargo, pensarse que en la deducción se ha hecho una simplificación muy importante: los choques se consideraron èlasticos. En realidad esta suposición, por sorprendente que parezca, carece de importancia. La molécula puede reflejarse de cualquier manera, pero el resultado no depende de ello. La *suposición sobre el carácter elástico del choque no modifica los* resultados y, en cambio, hace la deducción mucho más sencilla.

Esta notable propiedad, la independencia del resultado respecto a la ley de reflexión, es consecuencia del equilibrio térmico entre el gas y las paredes de un recipiente que se mantiene a temperatura constante. El resultado final, el equilibrio térmico, no depende de la forma en que se reflejan las moléculas en las paredes.

Es posible ilustrar esta importante propiedad del equilibrio con un ejemplo. Supongamos que en un recipiente con gas se coloca un ligero tabique móvil, el cual divide al recipiente en dos partes, de manera tal que la densidad y la temperatura del gas en ambas partes son las mismas. Supongamos que una cara del tabique esta pulida y la otra es pegajosa, de manera que las leyes de reflexión de las moléculas en las dos caras del tabique son distintas. Si las presiones sobre las diferentes caras del tabique resultaran diferentes, éste se movería hasta igualar las presiones. Entonces la densidad en los distintos lados del tabique resultaría diferente, aunque la presión y la temperatura en las dos partes serían las mismas. Pero

---

[1] Así ocurriría si la molécula se pegara a la pared y no fuera rechazada por esta. A mediados del siglo pasado la mecánica todavía era una ciencia muy compleja y tales errores eran posibles.

esta conclusión se encuentra en contradicción con la ecuación de estado: la presión y la temperatura determinah unívocamente la densidad del gas. Esto significa que la presión no puede depender de la ley de reflexión de las moléculas del gas en las paredes. He aquí a que conclusiones tan generales conduce la suposición sobre el equilibrio térmico.

LA ENERGÍA CINÉTICA DE LAS MOLÉCULAS Y LA TEMPERATURA

Ahora nos falta relacionar los choques de las moléculas con la temperatura. Formulemos primero las dos suposiciones que permiten obtener la fórmula de Waterstone. Como él, consideramos que, si el gas se encuentra en estado de equilibrio térmico, entonces: *1) las moléculas del gas chocan solamente con la pared* y no chocan entre sí; 2) las moléculas chocan con la pared elásticamente. La primera suposición supone, que tratamos con un gas ideal, la segunda, como hemos dicho, en nada modifica el resultado, pero simplifica la deducción.

Ahora todo es fácil. Si la fórmula para la presión la reescribimos en la forma $p = \frac{2}{3} n \frac{m\langle v^2\rangle_{med}}{2}$ y utilizamos la ecuación de Clapeyron - Mendeléiev $p = \frac{1}{V} RT$, obtenemos:

$$RT = \frac{2}{3} \frac{m\langle v^2\rangle_{med}}{2} N_A.$$

Aquí hemos sustituido el producto nV por el número de Avogadro N_A, ya que, por su sentido, V en la ecuación de Clapeyron - Mendeléiev es el volumen ocupado por un mol y n es el número de partículas en 1 cm^3.

Si designamos R/N_A por k, obtenemos:

$$\frac{m\langle v^2\rangle_{med}}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

La constante k se denomina constante de Boltzman (fué introducida por Planck en 1899).

La última fórmula demuestra que la temperatura es una medida de la energía cinética de las moléculas. Si el gas es monoatómico, entonces toda su energía corresponde al movimiento de traslación (para un gas, en el cual las moléculas están formadas por varios átomos, las fórmulas resultan algo más complejas).

Para una de las componentes de la velocidad (por ejemplo, para v_x) podemos escribir

$$\frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle_{med} = \frac{1}{2} kT.$$

La misma fórmula puede escribirse para las demás componentes. Se dice que el átomo tiene tres grados de libertad, entendiéndose por esto que su movimiento está dado por las tres componentes de su velocidad.

Por el aspecto de estas fórmulas parece, cómo si a cada una de las tres direcciones perpendiculares posibles del movimiento, correspondiese una energía igual (en promedio) a $\frac{1}{2} kT$ por cada molécula. Esta afirmación es un caso particular de la ley general de equipartición, que motivó muchas discusiones en el siglo pasado.

Es digno de sorpresa el hecho de que, ya el mismo Waterstone expuso en 1851 ante la Asociación Británica lo siguiente: "El equilibrio en presiones y temperaturas entre dos gases tiene lugar, cuando las cantidades de átomos por unidad de volumen son iguales y cuando la fuerza viva de cada átomo es la misma". Si notamos que "fuerza viva" se llamaba a la energía cinética (a diferencia de la "fuerza muerta", fuerza en el sentido moderno de esta palabra) [1], vemos en esta afirmación una consecuencia de la ley de equipartición. Sin embargo, tampoco en esta ocasión, nadie prestó atención al informe de Waterstone.

La fórmula de Waterstone relaciona dos magnitudes, cuya naturaleza parecía a sus honorables oponentes imposible de comparar. La fórmula relacionaba la energía de las partículas con la temperatura y daba, finalmente, un sentido físico al concepto de temperatura, al menos a la temperatura de un gas monoatómico ideal. Y aunque el propio autor no pudo ver toda la riqueza de su fórmula, precisamente a ella le tocó ser la primera fórmula de la teoría cinética de los gases.

---

[1] Como ya hemos señalado, en el siglo XVIII la diferencia entre fuerza y energía aún no se comprendía con precisión. La "fuerza" contenida en una bala que vuela, la confundían con la "fuerza" de un muelle comprimido. Leibnitz introdujo el término de "fuerza viva" para la energía cinética y el de "fuerza muerta" para, por ejemplo, la fuerza de presión de unas pesas sobre un soporte. Este enredo permaneció en el término "caballo de fuerza", que hasta hace poco se utilizaba como unidad de potencia.

DISTRIBUCIÓN DE LA ENERGÍA POR GRADOS DE LIBERTAD

Ya sabemos que a cada grado de libertad en un gas monoatómico corresponde la energía $(1/2)kT$. En el sistema SI, se podría escoger como grado de la escala de temperaturas el valor correspondiente a la variación de la energía por cada grado de libertad en $\frac{1}{2}$ joule. En tal sistema de unidades, cada división de la escala del termómetro correspondería a $0{,}7 \cdot 10^{23}$ K. Esta magnitud es, claro está, demasiado grande para fines prácticos, por eso los grados de Kelvin (o de Celsio) continúan dominando en la física. Más adelante veremos que en la física nuclear y especialmente en la astrofísica, la escala energética de temperatura se torna cómoda. Una escala más práctica se obtendría, si el cambio de la temperatura en un grado correspondiese a la variación de la energía en un grado de libertad del átomo, pero calculada no para un átomo, sino para N_A átomos, es decir para $\frac{1}{2}R$. Sobre esta escala ya hemos hablado y designamos la temperatura en esta escala por Θ. Entonces, la energía de 1 mol de gas monoatómico se escribiría en la forma $(3/2)\Theta$. Pero esa escala no ha sido introducida por nadie.

Si el gas no es monoatómico, entonces parte de la energía se

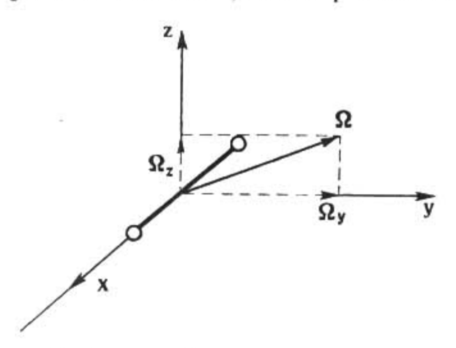


FIG. 12. *Rotación de una molécula biatómica*

destina a la oscilación de los átomos dentro de las moléculas y a la rotación de las propias moléculas. Supongamos, por ejemplo, que se trata de una molécula biatómica del tipo del O_2. Si el oxigeno fuera monoatómico, entonces dos átomos tendrían seis grados de libertad. El número de grados de libertad no pudo modificarse cuando los átomos se unieron en la molécula O_2. Esta molécula posee tres grados de libertad de traslación y dos de rotación, pues la molécula puede girar alrededor de dos ejes (fig. 12)[1].

Queda aún el sexto grado de libertad. Este corresponde a las oscilaciones de los átomos, uno respecto al otro. Nos interesan precisamente estas oscilaciones.

Mientras que el movimiento de traslación y (como puede demostrarse) las rotaciones reciben $(1/2)kT$ de energía, las oscilaciones obtienen un kT completo. Esto se puede entender si notamos que la molécula, como un resorte elástico, tiene, además *de energia cinética, también energía* potencial, que lleva

[1] Por una causa no muy fácil de comprender en la física clásica, la molécula no puede girar alrededor de su eje o, más exactamente, este grado de libertad no tiene energía. Esto se puede explicar por que los átomos son puntuales y no se les puede hacer girar. La situación se esclarece sólo en la mecánica cuántica. Si la molécula consta de 3 ó más átomos, entonces la rotación puede ocurrir alrededor de cualquier dirección; se dice que la molécula tiene, en este caso, tres grados de libertad de rotación (fig. 13).

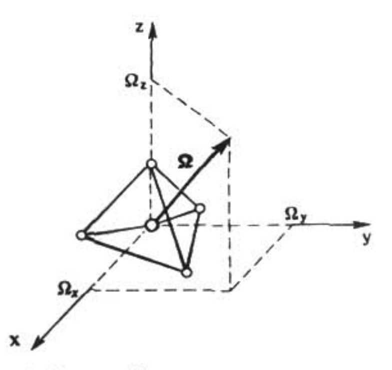


FIG. 13. *Rotación de una molécula poliatómica*

exactamente $1/2kT$. Esto no es difícil de demostrar rigurosamente, considerando el movimiento de un resorte elástico.

De manera que la molécula de O_2 tiene una energía

$$\frac{3}{2}kT + \frac{2}{2}kT + kT = \frac{7}{2}kT$$

es decir, la capacidad calorífica del oxígeno es $(7/2)k$ por cada molécula ó $(7/2)R$ por cada mol.

En un cristal las cosas son muy diferentes. En los cuerpos sólidos, las partículas no pueden moverse libremente en el espacio y, en las sustancias de estructura no muy compleja, no pueden rotar. Por ello, prácticamente todos los grados de libertad corresponden a las oscilaciones. Esto significa que la capacidad calorífica de un mol es igual a $3R$ caloría/grado, o sea a R por cada oscilación (cada átomo puede oscilar en tres direcciones). Como R es aproximadamente igual a 2 cal/grad.mol, entonces la capacidad calorífica de todas las sustancias en estado sólido debería ser igual a 6, lo cual constituye el contenido de la ley de Dulong y Petit. La experiencia muestra, sin embargo, que realmente la capacidad calorífica no es exactamente igual a 6 y, además, depende de la temperatura. Una discrepancia especialmente aguda con la ley de Dulong y Petit se reveló en el carbono.

Esta deducción parecía en el siglo pasado muy extraña porque contradecía la ley de equipartición. Las consecuencias de las desviaciones de la ley de Dulong y Petit resultaron, sin embargo, más serias de la que se podía esperar. Ellas predijeron la catástrofe de la física clásica, que se desencadenó a finales de siglo. Sobre ésta hablaremos más adelante.

CAPACIDAD CALORÍFICA

Ya señalamos que la caloría y el grado tienen dimensiones de energía. De aquí puede llegarse a la conclusión de que la capacidad calorífica es una magnitud adimensional, es decir, una magnitud independiente de la unidad de medición escogida para la energía: erg, caloría o cualquier otra. El hecho, de que la capacidad calorífica se mida en caloría/grado o en joule/grado es un resultado de la costumbre, que no nos permite renunciar a los grados.

¿Qué es lo que mide la capacidad calorífica? Para cada

sustancia ella tiene su valor, incluso un valor no constante, sino dependiente de la temperatura.

Repitamos lo que ya sabemos.

La capacidad calorífica de un gas monoatómico ideal tiene un sentido simple. A cada grado de libertad corresponde una energía igual a $(1/2)kT$. Si la capacidad calorífica la referimos no a un mol sino a un átomo, entonces resultará igual (en erg/grado) a $(3/2)k$ y mostrará el número de grados de libertad del átomo, es decir, el número de dimensiones de nuestro espacio tridimensional [1].

Si se tiene en cuenta la capacidad calorífica de gases más complejos o la de los líquidos y cristales, entonces, en el caso ideal la capacidad calorífica determinaría el número de grados de libertad, de manera tal que cada oscilación se contara como dos grados de libertad. En realidad la situación es mucho más complicada. En los metales, por ejemplo, los electrones que dan lugar a la corriente eléctrica apenas participan en el movimiento térmico. Sus grados de libertad están como "congelados". Por eso, la capacidad calorífica de un cuerpo sólido puede calcularse olvidando a los electrones y considerando sólo las oscilaciones de los núcleos pesados. Comprender este extraño fenómeno resultó posible sólo cuando fue creada la mecánica cuántica.

DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL

Todo lo dicho anteriormente es consecuencia del hecho, que un gas dejado por sí solo, si se encuentra sometido a condiciones exteriores constantes (por ejemplo, un gas encerrado en un recipiente, cuyas paredes se encuentran a temperatura constante), llega al estado de equilibrio.

Desde el punto de vista macroscópico, en él se establece una temperatura constante, una presión constante y, si el gas consta de varios componentes (como el aire), también la composición del gas será la misma en distintas partes del recipiente.

Las moléculas del gas, incluso en estado de equilibrio, se mueven desordenadamente, chocando entre sí y con las paredes del

[1] En el sistema de unidades, en el cual $pV = \Theta$, la capacidad calorífica del gas monoatómico sería igual a $\frac{3}{2}$, es decir sería igual a la mitad del número de grados de libertad del átomo. Este sentido estaba *escondido en las propiedades térmicas del gas.*

recipiente, variando continuamente su velocidad. Sin embargo, no todo cambia tan caóticamente. Como quiera que cambie la velocidad, el valor medio de su cuadrado permanece constante. Esto quiere decir que, si pudiéramos seguir a una molécula durante un tiempo suficientemente largo, veríamos que ella primero se acelera, después se frena, aunque como promedio el cuadrado de su velocidad *permanece constante (promedio del tiempo). El mismo resultado se obtiene si, en lugar de seguir a una molécula, midiésemos en cierto momento de tiempo la velocidad de varias moléculas: el valor medio resultaría nuevamente el mismo (promedio del número de moléculas)* [1].

Hagamos la pregunta: ¿cuántas moléculas, es decir, qué parte de ellas, se mueven con determinada velocidad en un momento dado? Este problema lo resolvió Maxwell (la teoría general de las propiedades estadísticas de los sistemas físicos fue desarrollada por Boltzmann y Gibbs).

Nosotros no vamos a deducir la fórmula de la distribución de Maxwell. Para nuestros fines sólo es importante que, de acuerdo a esta fórmula, la distribución de moléculas por velocidades se determina por un factor, que tiene la forma de exponente, es decir:

$$f(v) \sim \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)$$

donde $mv^2/2 = \varepsilon$ es la energía cinética de la molécula.

Maxwell publicó su fórmula en 1860. Su conclusión parecía muy extraña. El no *resolvió detalladamente las ecuaciones* de movimiento para cada uno de los átomos que chocan entre sí, sino que en seguida obtuvo las condiciones para el estado de equilibrio de un sistema con un gran número de átomos. Pero estas condiciones de ninguna manera se deducían de la mecánica. No es sorprendente que incluso Thomson tratara de verificar la ley de distribución, examinando la mecánica de las bolas de billar [2]. Maxwell volvió a la deducción de su fórmula en 1867. En el nuevo trabajo demostró que la distribución por él obtenida no se mo-

---

[1] El lector atento puede preguntar por qué los dos métodos de determinación de la velocidad media dan un mismo resultado. El promedio del tiempo fue introducido en la física por Einstein y el hecho, de que este *promedio es igual al promedio del número de moléculas, no ha sido hasta* ahora demostrado completamente.

[2] El billar resultó un modelo popular para la investigación del comportamiento de los átomos. La teoría del choque de las bolas en las mesas de billar de distinta forma se convirtió en una interesante rama de las matemáticas.

difica al chocar las moléculas. La deducción rigurosa de la distribución de Maxwell en realidad resultó un asunto nada fácil, en el cual hasta el día de hoy no todo está claro.

¿QUÉ ES UNA DISTRIBUCIÓN?

A primera vista, en la frase "tantas moléculas de gas tienen una velocidad de, digamos, 200 m/s" no hay nada de extraño. Pero este número 200 no puede ser completamente exacto. Valores exactos hay infinitamente muchos, y de moléculas, aunque son muchas, hay, de todas maneras, un número finito. Por eso, en cada momento dado, las moléculas no pueden tener todas las velocidades posibles. Pero esto no es necesario. Cualquier velocidad se mide con cierta exactitud y, por eso, en realidad se habla, no de una velocidad exacta de 200 m/s, sino de cierto intervalo de velocidades desde $200 - \delta$ hasta $200 + \delta$, donde δ es cierta magnitud pequeña, que responde a las condiciones del experimento.

Si se habla, no del valor absoluto de la velocidad, sino, digamos, de la componente v_x, entonces se puede hacer la pregunta: ¿cuántas moléculas (o mejor, qué fracción de moléculas) tienen su componente v_x de la velocidad en el intervalo de v_x a $vx + \Delta v_x$? Esta magnitud se puede escribir en la forma $\Delta n(v_x) = f(v_x)\Delta v_x$. La función $f(v_x)$ se denomina función de distribución.

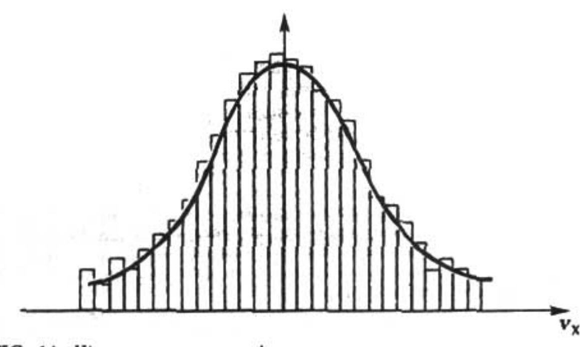


FIG. 14. *Histograma y curva de distribución (para v_x)*

En la fig. 14 se representan dos diagramas. La línea escalonada describe una distribución típica de moléculas, de manera que el área de cada (enésimo) rectángulo (que es igual a $fn\Delta v_x$) representa la fracción de moléculas que tienen su velocidad en el intervalo correspondiente. La magnitud del intervalo Δv_x se ha escogido igual a la unidad. Este diagrama se denomina histograma y, si el número de escalones del histograma es muy grande, entonces la línea escalonada puede sustituirse por la línea suave que es precisamente la función de distribución. Como que $f(v_x)$ determina la fracción de moléculas, el área total bajo la curva debe ser igual a la unidad.

Gráficos exactamente iguales pueden construirse para las funciones de distribución de las otras dos componentes: v_y y v_z.

Escribamos ahora la expresión para la fracción de moléculas, que tienen componentes de su velocidad v_x, v_y, v_z (también en ciertos intervalos alrededor de estos valores). Esto puede hacerse como sigue. La fracción de moléculas, que tienen la componente de su velocidad v_x es $f(v_x)\Delta v_x$. De estas moléculas cierta parte tienen la segunda componente igual a v_y. Esta fracción de moléculas es, evidentemente, igual a:

$$\Delta n(v_x, v_y) = f(v_y) f(v_x) \Delta v_x \Delta v_y .$$

Del número de estas moléculas la fracción $f(v_z)$ tendrá la tercera componente de su velocidad v_z. Esto significa, que la fracción de todas las moléculas que tienen una velocidad con componentes v_x, v_y, v_z será igual a:

$$\Delta n(v_x, v_y, v_z) = f(v_z) f(v_y) f(v_x) \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z .$$

La función

$$f(v_x, v_y, v_z) = f(v_z) f(v_y) f(v_x)$$

se puede denominar función de distribución de las moléculas por velocidades. Las tres funciones de distribución por componentes de las velocidades se han tomado iguales puesto que en el equilibrio térmico las tres direcciones espaciales en nada se diferencian unas de otras.

VALORES MEDIOS DE LA VELOCIDAD Y ENERGÍA

Si se considera que la ley de distribución de las moléculas por velocidades es conocida, entonces se pueden calcular varias características de esta distribución. Para el valor medio del cua-

drado de la velocidad se obtiene la fórmula, ya conocida por nosotros:

$$\langle v^2\rangle_{med} = \frac{3kT}{m}$$

o, para la energía cinética media:

$$\langle E\rangle_{med} = \frac{3}{2}kT.$$

Puede calcularse también el medio de la magnitud absoluta de la velocidad[1]:

$$\langle |v|\rangle_{med} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} = 1{,}772\left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2}.$$

Finalmente, "con la mayor frecuencia" se encuentran moléculas con una velocidad (velocidad más probable) de

$$v = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} = 1{,}414\left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2}.$$

No debemos sorprendernos de que las moléculas con una velocidad media no son las que se encuentran con más frecuencia. El valor absoluto de la velocidad es una magnitud positiva y el número de moléculas, que tienen velocidades menor que la media, siempre es mayor que el número de moléculas, que tienen una velocidad mayor que la media (para "equilibrar" las moléculas con mayores velocidades, es necesario tener más moléculas con menor velocidad)[2].

Si todas las moléculas tuviesen la misma velocidad, las tres magnitudes serían, sin duda iguales entre sí. La diferencia entre ellas muestra cuan dispersos están los valores de la velocidad.

Para caracterizar la dispersión de las velocidades resulta cómodo calcular también el valor medio del cuadrado de la energía cinética

$$\langle E^2\rangle_{med} = \frac{m^2}{4}\langle v^4\rangle_{med} = \frac{15}{4}k^2T^2.$$

---

[1] El valor medio de la velocidad es igual a cero, puesto que los valores positivos y negativos de las componentes de la velocidad son equitativos. El cálculo de los promedios se reduce al cálculo de integrales y no puede ser realizado elementalmente.

[2] Esto es bien conocido por los estadísticos. El número de personas que reciben un salario mayor al promedio, siempre es menor que el número de personas, que reciben un salario menor a la media.

Hagamos ahora la diferencia, que se denomina dispersión:

$$\sigma = \langle E^2 \rangle_{med} - \langle E^2 \rangle_{med} = \frac{3}{2} k^2 T^2.$$

Encontramos, que la temperatura actúa también en calidad de característica del "ancho" de la dispersión de distribución de moléculas por velocidades (o energías), es decir, de la magnitud de la dispersión natural de la energía cinética de las moléculas alrededor de su valor medio.

De esta manera, la unificación de la fórmula de Waterstone con la distribución normal condujo al desarrollo ulterior del concepto de temperatura como parámetro que caracteriza la dispersión de la energía del movimiento de traslación de las partículas del gas.

LA DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL Y EL CAOS

Detengámonos un poco más en la distribución de Maxwell. Al describir un gas, pasemos como se dice, del espacio de las coordenadas al espacio de las velocidades. Esto significa, que representaremos a cada molécula por un punto con coordenadas, iguales a las componentes de la velocidad de esta molécula. Así, el origen de coordenadas corresponde a una molécula en reposo, los puntos en el eje x, a moléculas que se mueven con diferentes velocidades a lo largo del eje x, etc. Este espacio se representa en la fig. 15.

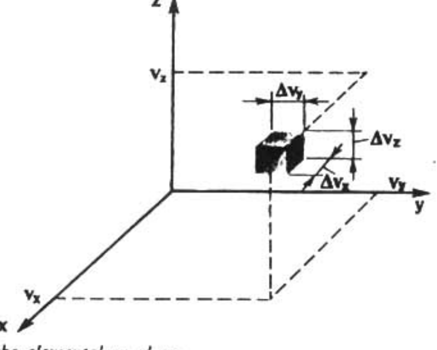


FIG. 15. *Cubo elemental en el espacio de velocidades*

Imaginémonos un pequeño cubo con uno de sus vértices en el punto (x, y, z) y sus aristas paralelas a los ejes de coordenadas. Dentro de este cubo se encontrarán los puntos, correspondientes a las moléculas, cuyas velocidades tienen sus componentes en los intervalos determinados por las coordenadas de los vértices del cubo. El número de tales moléculas en realidad varía constantemente, pues las moléculas chocan unas con otras y cambian sus velocidades. Estos procesos conducen a que los puntos en el cubo aparezcan y desaparezcan. Si el punto desapareció, esto significa que en algún otro cubo (no es difícil imaginarse que todo el "espacio de velocidades" está dividido en cubos de este tipo) aparecerá un nuevo punto.

Está claro, que el número total de puntos, que es igual al número total de moléculas en el gas, permanece constante. Si se nos pidiera describir en detalle lo que ocurre en un cubo determinado, esto sería una tarea superior a nuestra fuerza. Sin embargo, a nosotros no nos interesan esos detalles, no nos hacen falta para nada, pues, de todas maneras, no sabríamos qué hacer con ellos. En realidad, lo que nos interesa es cuántas moléculas se encuentran en este cubo como promedio y a esta pregunta da respuesta la distribución de Maxwell.

No es difícil comprender, que la función de distribución puede depender solamente de los cuadrados de las velocidades, puesto que ella no debe depender, evidentemente, de sus direcciones. Si esto no fuera así, entonces en cierta dirección se moverían más partículas que en otras y todo el gas se movería como un todo.

Sin embargo, sabemos que esta función debe descomponerse en tres factores iguales, cada uno de los cuales depende solamente de una de las componentes de la velocidad (más exactamente de su cuadrado).

El cuadrado de la velocidad es igual a la suma de los cuadrados de sus componentes: $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Así pues, el problema consiste en encontrar tal función de v^2 que se descomponga en el producto de tres funciones iguales de v_x^2, v_y^2 y v_z^2 respectivamente.

Se puede demostrar, que la única función que satisface esta condición puede escribirse en la forma siguiente:

$$f(v^2) \sim \exp(-\alpha v^2) = \exp(-\alpha v_x^2)\exp(-\alpha v_y^2)\exp(-\alpha v_z^2).$$

Los cómputos subsiguientes exigen calcular algunas integrales y no los presentaremos aquí. Señalemos solamente que el coeficiente

$$\alpha = \frac{m}{2kT}$$

se obtiene de la condición, de que el valor medio, por ejemplo, $\langle v_x^2 \rangle$ satisfaga la vieja condición $\langle v_x^2 \rangle_{med} = kT/m$.

Es posible también escribir la función que describe la distribución de las moléculas por energía cinética, es decir, que determina la fracción de moléculas, cuya energía cinética se encuentra en el intervalo ε, $\varepsilon + \Delta\varepsilon$. Esta función tiene la forma

$$f(\varepsilon) = (2\pi kT)^{-3/2}\varepsilon^{1/2}e^{-\varepsilon/kT}$$

y también se denomina función de distribución de Maxwell.

Del hecho, que la función de distribución se descompone en factores, se deduce que las distribuciones por los tres ejes no dependen unas de otras y obedecen a la misma ley. Se puede decir que la probabilidad de la molécula de ir a parar a cierto cubo, escogido por nosotros, es decir, la probabilidad de que, como resultado de los choques, la molécula adquiera una velocidad, correspondiente a las coordenadas de los puntos interiores de ese cubo, se descompone en tres factores que son las probabilidades de cada una de las componentes de la velocidad de la molécula de encontrarse en el intervalo de valores correspondiente a la arista del cubo.

Estre problema puede ilustrarse con el juego de dados. Supongamos que lanzamos tres dados, pintados de distinto color. La probabilidad de que en uno de los dados, por ejemplo en el rojo, caiga el cinco, es igual a 1/6. Igual es la probabilidad de que en el dado verde caiga el tres (o, en el amarillo, el cuatro).

Es casi evidente que, si lanzamos los tres dados a la vez, la probabilidad de cualquier combinación, por ejemplo: 3(rojo) + + 4(verde) + 1(amarillo), será igual al producto $1/6 \cdot 1/6 \cdot 1/6 = 1/216$.

El fundamento de tal solución es el convencimiento intuitivo, de que el lanzamiento de cada dado no depende, de ninguna manera, del lanzamiento de los otros y, por esto, todas las combinaciones triples de los números desde la 1, 1, 1 hasta la 6, 6, 6 deben caer con igual frecuencia, es decir, tener la misma probabilidad. El proceso de distribución de las moléculas por velocidades como resultado de los choques, claro que no se parece al lanzamiento de dados. Este proceso sólo demuestra, por qué ocurrió la descomposición en tres factores.

La deducción de la distribución de Maxwell, aunque no es muy fácil, parece tan lógica, que da la impresión de que no puede existir otra distribución.

Para subrayar cuán erróneas pueden resultar las cosas "evidentes", debemos decir que la distribución de Maxwell no

describe a los gases, en los cuales las propiedades cuánticas juegan un rol importante (por ejemplo, los electrones en un metal o un gas que consta de fotones). Para tales sistemas la función de distribución se deduce de otras suposiciones completamente distintas.

Un gas, en el cual las moléculas están distribuidas según Maxwell, posee una propiedad notable. Esta distribución no varía con el tiempo. Cada molécula por separado cambia su velocidad con mucha frecuencia (al chocar con otras moléculas). Pero al lugar de la molécula que sale de un cubo, llega otra molécula. Si no diferenciamos las moléculas entre sí (y esto, por supuesto, es así), entonces la distribución de las moléculas permanecerá todo el tiempo constante.

Si se llena cualquier recipiente con gas, transcurrido cierto tiempo la distribución de sus moléculas por velocidades corresponderá al equilibrio, se tornará maxwelliana. Esto debe ocurrir completamente independiente de qué distribución tenía el gas en el momento inicial. Las moléculas del gas podrían tener, por ejemplo, iguales velocidades o moverse de cualquier otra manera, pero después de cierto tiempo debe establecerse la distribución de equilibrio.

Si se piensa un poco, esta afirmación debe parecer extraña y no muy verosímil. En los problemas de mecánica estamos acostumbrados a que hay que dar las coordenadas y velocidades iniciales para obtener, con ayuda de las ecuaciones de Newton, la posición y velocidades de las partículas en instantes anteriores (o posteriores) de tiempo. *Distintos valores iniciales conducen a estados diferentes* del sistema. En la mecánica, como se acostumbra a decir, el sistema "recuerda" su estado inicial, es decir, siempre se puede, en principio, reconstruir la historia del sistema.

En el gas todo ocurre de manera diferente. Sea cual sea la distribución de las velocidades en el gas en el instante inicial de tiempo, ella debe transformarse en la ley de distribución de Maxwell. En este caso, el sistema "olvida" su historia y, del estudio de la distribución del gas en equilibrio, casi nada puede saberse sobre el estado en que él se encontraba anteriormente.

La historia del gas, con el cual llenamos un recipiente, se divide en dos periodos. En el primer periodo las moléculas chocan entre sí y con las paredes y su distribución se aproxima a la de equilibrio. De este periodo se ocupa *la ciencia especial de los sistemas fuera de equilibrio*. Después de varios cientos o miles de choques de cada molécula, el gas, prácticamente, pasa al estado de equilibrio. En lo adelante los choques ya no cambian nada.

Si no se consideran los choques en absoluto, es decir, si tenemos un gas bastante enrarecido, entonces llegamos al modelo del gas

ideal, donde los choques son necesarios solamente para establecer el equilibrio [1].

Los choques de las moléculas conducen a que la ecuación del gas se diferencia de la ecuación de Clapeyron - Mendeléiev.

El estado de equilibrio del gas, del que hablamos, puede describirse así: en un gas en equilibrio existe el "caos" molecular. La palabra "caos" debe entenderse en el sentido de que el sistema no conserva ninguna información sobre su pasado.

El concepto de "caos" permite simplificar la argumentación de algunas fórmulas. Por ejemplo, cuando se dedujo la fórmula para la presión del gas sobre las paredes del recipiente, nosotros razonamos acerca de cómo la molécula se refleja en la pared. En realidad, la molécula, como regla, al chocar con la pared, se adhiere a ella durante cierto tiempo y después, desprendiéndose, se mueve en cualquier dirección, "olvidando" de donde salió. Por eso, no tiene sentido discutir en detalle el proceso de reflexión y es más fácil razonar así: como las propiedades del gas no dependen de su dirección, la cantidad de movimiento, transportada por el gas hacia la pared, debe ser igual a la cantidad de movimiento que llevan las moléculas del gas que se mueven desde la pared. Este hecho no debe depender de ningún detalle de la interacción del gas con la pared, está ligado solamente al movimiento caótico de las moléculas. Si ambos flujos (hacia la pared y desde la pared) fueran diferentes, es decir, transportaran diferentes cantidades de movimiento, entonces esto pudiera observarse a cierta distancia de la pared, es decir, el gas "recordaría" que fue reflejado por la pared. Pero esto contradice la hipótesis de que el gas es "caótico" y no "recuerda" nada.

Y como que el gas no "recuerda" la pared, el resultado de la deducción no debe depender de las propiedades de la pared ni de cómo los átomos del gas se reflejaron en ella. En particular, los átomos del gas no recuerdan la forma del recipiente y la fórmula de la distribución será la misma para cualquier recipiente, como ya hemos indicado anteriormente.

Otro caso de "falta de memoria" del gas se encuentra si se toma un recipiente con gas, dividido en dos partes por un tabique. Si se saca el tabique, el gas de ambas partes se mezclará y está claro que no hay manera de saber cuál átomo se encontraba al principio en la mitad derecha y cuál en la izquierda.

Cuando una tetera caliente se enfría, calentando el aire en la

---

[1] Si no hay choques entre las moléculas, de todas formas, como ya hemos indicado, el equilibrio se establecerá gracias a los choques con las paredes que se mantienen a una temperatura fija.

habitación, de ninguna manera se puede averiguar después, por qué se calentó el aire. Para todos está claro que, midiendo la temperatura en distintos puntos de la habitación, lejanos de la tetera, no es posible determinar la forma de la tetera que calienta la habitación. Esto no se parece en absoluto al campo electromagnético: la luz, al reflejarse en una superficie, trasmite información sobre la superficie. Una lámpara ardiente se ve claramente debido a que está iluminada por su propia luz. La tetera puede "verse" con ayuda de un instrumento que registre las ondas infrarrojas. Pero las ondas infrarrojas son ondas electromagnéticas dirigidas, que pueden calentar el detector. Emitidas por la tetera, ellas no se encuentran en equilibrio térmico con el aire, no se dispersan por sus átomos, por eso ellas pueden trasmitir la forma de la tetera, que ellas recordaron. Por el contrario, el movimiento caótico de las moléculas no puede trasmitir tal información.

TEMPERATURA ABSOLUTA Y MECÁNICA CUÁNTICA

El origen de la escala de temperaturas se encuentra a los 273,15 *Kelvin.* Este punto se denomina cero absoluto. *Su sentido se* esclareció después de que la teoría cinética de los gases vinculó la *presión del gas con la energía cinética de sus átomos. De esta teoría* parecía claro, que en el cero absoluto se interrumpe todo *movimiento de los átomos y la temperatura absoluta T es,* simplemente, la medida de su energía cinética.

Pero esta explicación sencilla y casi palpable no era cierta. Los electrones en los metales se mueven con gran velocidad, incluso a $T = 0$. La mecánica cuántica obligó a mirar de forma muy diferente el movimiento de los electrones y los átomos.

Pero ella no complicó, de ninguna manera, el cuadro. Al contrario, muchos conceptos recibieron, en la mecánica cuántica, una explicación natural. Entre estos conceptos se encuentran los de temperatura absoluta y cero absoluto.

Pero para explicar qué es lo que ocurre con la temperatura en la mecánica cuántica, hay que conocer aunque sea algo de esta ciencia. Lamentablemente, explicar esto en pocas palabras no es posible. Pero, por otra parte, nosotros necesitamos muy poco. Por eso vamos a obrar como sigue: expondremos sin demostración algunos resultados de la mecánica cuántica y trataremos de utilizarlos lo menos posible.

Ahora necesitamos saber cómo se comporta un electrón colocado en un campo magnético. En la mecánica cuántica esto se describe de la siguiente manera.

El electrón puede compararse (aunque esta comparación no es completamente exacta) con un trompo que gira. Es más correcto decir que el electrón, como el trompo que gira, tiene un momento angular, que se denomina espín, y no entrar en detalles sobre su rotación. Con el espín del electrón está ligado su momento magnético; el electrón se comporta en un campo magnético como un imán.

Si el electrón se encuentra en un campo magnético constante, entonces, de acuerdo a las reglas de la mecánica cuántica, su espín puede estar dirigido, bien en dirección del campo y entonces la proyección del espín en la dirección de éste es igual a $(1/2)\hbar$, o bien en contra del campo con su proyección igual a $-(1/2)\hbar$ ($\hbar$ es la constante de Planck).

El momento magnético del electrón está dirigido en sentido contrario a su espín y por eso puede tener, como el espín, dos proyecciones en dirección del campo magnético: $-\mu_0$, si el espín está dirigido según el campo ($\mu_0 > 0$), y $+\mu_0$, si el espín está dirigido contra el campo. La magnitud μ_0 se denomina magnetón de Bohr y es igual a

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}.$$

Si la magnitud del campo magnético es H, la energía potencial del electrón en este campo es igual bien a $\mu_0 H$, cuando el espín está dirigido según el campo, o bien a $-\mu_0 H$, cuando el espín está dirigido contra el campo. Todos estos razonamientos se reducen a que, en el campo magnético, el electrón puede encontrarse en uno de los dos estados y la energía de estos estados es $\pm \mu_0 H$. En esto se considera que el electrón no tiene velocidad de traslación; sea que él, por ejemplo, está ligado a un átomo.

Con este sencillo ejemplo pueden ilustrarse sin especial esfuerzo, muchas propiedades que están ligadas con el calor.

Consideremos un sistema que consta de un gran número de electrones, fijos en diferentes puntos del espacio. Por ejemplo, sea que se tienen muchos átomos, cada uno de los cuales contiene electrones. La energía de este sistema en el campo magnético se define por la cantidad de electrones que tienen su espín dirigido, según el campo y la cantidad que lo tienen contra el campo.

Si representamos convencionalmente las dos posiciones posibles del espín del electrón por dos líneas horizontales, escribiendo al

lado de cada una el valor de la energía correspondiente (fig. 16), entonces, el esquema de la distribución del espín de los electrones se podrá representar por circulitos (electrones) dibujados sobre estas líneas (por supuesto que dibujaremos sólo unos pocos circulitos).

El sistema de electrones con momento magnético puede compararse con un gas ideal. El rol de las velocidades de los átomos o, más exactamente, de sus energías cinéticas, lo juega aquí la energía del electrón en el campo magnético. Pero la energía cinética puede tomar cualquier valor positivo, mientras que la energía en el campo magnético sólo toma dos valores.

Es admirable que esta circunstancia no modifica la ley fundamental de la estadística: en el equilibrio térmico, la probabilidad de encontrar a la partícula en el estado de energía ε es proporcional al exponente $e^{-\varepsilon/kT}$.

Como en el gas, aquí es imprescindible que el equilibrio térmico de los átomos entre sí pueda realmente alcanzarse. Para esto es necesario, que los átomos del gas ideal choquen entre sí y que los momentos magnéticos interactúen de cierta manera unos con otros. Con esta condición, la ley de la estadística se cumplirá, independientemente de qué mecanismo concreto conduce al sistema al estado de equilibrio térmico.

En este sentido, nuestro dibujo con los electrones situados en dos niveles, ilustra sólo el estado de equilibrio y no refleja, de ninguna manera, cómo ese estado fue alcanzado.

De todo lo que hemos dicho, puede concluirse que en el equilibrio térmico, el número de electrones $n(-1/2)$, que tienen energía $-\mu_0 H$ será mayor que el número de electrones $n(+1/2)$, que tienen energía $\mu_0 H$.

La relación entre estos dos números (se denominan población de los niveles) se determina por la relación entre los exponentes:

$$n\left(-\frac{1}{2}\right):n\left(+\frac{1}{2}\right) = e^{\frac{\mu_0 H}{kT}} : e^{-\frac{\mu_0 H}{kT}}.$$

Lo notable de esta sencilla fórmula, es que ella es válida para los sistemas de muchas partículas y prácticamente no depende de

Espín según el campo $\qquad + \hbar \dfrac{eH}{2mc} = \mu_0 H$

Espín contra el campo $\qquad - \hbar \dfrac{eH}{2mc} = -\mu_0 H$

FIG. 16. *Energía de los electrones en un campo magnético*

como está formado el sistema. Solamente es necesario que en el sistema haya estados con energía definida y que exista algún camino hacia el equilibrio térmico. Entonces el estado final de equilibrio se determinará por un sólo parámetro T, su temperatura absoluta. Esta propiedad de los sistemas fue demostrada por el físico norteamericano Gibbs a principios del siglo XX.

Los físicos antes ni siquiera sospechaban que existen sistemas, que tienen sólo un número finito de estados posibles. Por eso, ellos no podían ni siquiera imaginar la enorme cantidad de bellos efectos, que están ligados con estos sencillos sistemas.

AGUJAS MAGNÉTICAS

Supongamos que, en lugar de electrones con momentos magnéticos, tenemos muchas agujas magnéticas de brújulas, fijadas en desorden con alfileres (fig. 17). Como que las agujas magnéticas deben mirar hacia el norte, ellas inicialmente oscilarán con igual amplitud alrededor de la dirección sur-norte. Si la fricción con el soporte no existiera y las agujas no se atrajeran entre sí, estas oscilaciones continuarían indefinidamente. En realidad, por supuesto, las oscilaciones se extinguen, puesto que su energía se gasta en vencer la fricción con el soporte y todas las agujas señalarán hacia el norte. Además, las agujas magnéticas actúan unas sobre otras, sus movimientos están "acoplados", ellas pueden trasmitirse unas a otras parte de su energía. No es difícil ver en este comportamiento de las agujas un modelo de establecimiento del equilibrio térmico en un sistema de espines.

Los soportes de las agujas juegan el papel de refrigerador, al

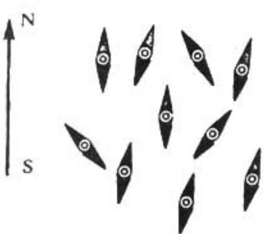


FIG. 17. *Sistema de agujas magnéticas*

que las agujas trasmiten su energía cinética. Las agujas detenidas se parecen al sistema de espines a la temperatura $T = 0$. La temperatura "nula" apareció porque la energía siempre se trasmite de las agujas a los soportes y el equilibrio puede alcanzarse sólo cuando toda la energía haya sido trasmitida.

Si observáramos el sistema de agujas más atentamente, notaríamos que las agujas no se detienen completamente, sino que, bajo la influencia de los choques de mas moléculas de aire y las pequeñas vibraciones de los propios soportes, en realidad oscilan con una amplitud muy pequeña, de manera que su energía no desciende a cero, sino que permanece igual (como promedio) a kT. Tal movimiento se denomina browniano. Su fundamentación teórica fue dada por Einstein en 1905.

El modelo de los electrones en un campo magnético (o de las agujas magnéticas) es útil para comprender lo que es el cero absoluto de temperatura.

A cualquier temperatura, las dos posibles direcciones del espín se encontrarán con diferente probabilidad. A bajas temperaturas, casi todos los electrones se encontrarán en el nivel más bajo, sus espines mirarán en contra del campo y el nivel superior estará casi vacío, "despoblado". Mientras más alta sea la temperatura más poblado estará el nivel superior y, por ejemplo, a temperaturas muy altas ($kT \gg \varepsilon$) ambas proyecciones del espín tendrán casi la misma probabilidad (fig. 18).

Si la temperatura desciende, una fracción cada vez mayor de electrones tendrá su espín dirigido contra el campo. Si $T = 0$, los espines de todos los electrones estarán dirigidos contra el campo (fig. 19). Este estado del sistema corresponde al cero absoluto de temperatura.

En la teoría cuántica, el concepto de cero absoluto adquiere un sentido muy definido. Entre los niveles energéticos de cualquier sistema cuántico, siempre hay uno que posee la menor energía. En el ejemplo que hemos visto, ese estado es el estado en el que los

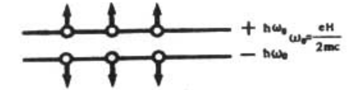


FIG. 18. *Iguales probabilidades de poblacion de los niveles* $(T = \infty)$

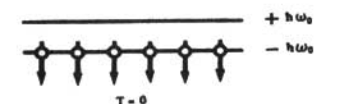


FIG. 19. *Todos los electrones están en el nivel inferior* $(T = 0)$

espines de todos los electrones están dirigidos en contra del campo. En el cero absoluto el sistema se encuentra en el estado básico y, por eso, no puede entregar energía a ningún otro sistema, sencillamente porque no tiene niveles más bajos adonde ir al perder energía.

Hemos dicho, que una representación no muy clara del cero absoluto, relacionada con la ley de Gay-Lussac, existía hace tiempo. Pero, incluso a principios de siglo, el concepto de cero absoluto parecía no del todo claro. En la "Enciclopedia Infantil" editada en 1914 se escribía: "De manera que si, al enfriar un gas, éste se comprime, entonces, por consiguiente, su volumen disminuye. Surge la pregunta ¿no será posible su total desaparición cuando lo llevemos hasta el estado de frío absoluto?" Estas expresiones parecen ahora ingenuas. De todas maneras, es sorprendente cuánto se encerraba en la fracción simple $\frac{1}{266}$ que aparece en la fórmula empírica de Gay-Lussac.

LA INACCESIBILIDAD DEL CERO ABSOLUTO

Para todos es bien conocida la afirmación, de que no es posible disminuir la temperatura de un cuerpo hasta el cero absoluto, aunque es posible aproximarse a él tanto como se quiera. Esta afirmación recuerda la conocida paradoja de Aquiles y la tortuga (se la llama de Zenón). La paradoja consiste en lo siguiente. Aquiles, que corre 10 veces más rapido que la tortuga, debe alcanzarla. Cuando Aquiles recorre todo el camino que lo separaba inicialmente de la tortuga, la tortuga se desplaza $\frac{1}{10}$ de esta distancia. Aquiles, por supuesto, rápidamente recorrerá también este tramo, pero la tortuga se alejará aún en $\frac{1}{100}$... Por muchas veces que Aquiles se acerque a la tortuga, ésta siempre se iría un poco adelante. Claro que, con otro planteamiento del problema todo ocupará su lugar. La suma $1 + \frac{1}{10} + \frac{1}{100} + \ldots$ es igual a $1^{1/9}$ y en la paradoja no hay nada más que la afirmación de que la fracción decimal infinita 1,11 ... tiene un valor finito.

Para Zenón, la paradoja consistía, en que Aquiles debe recorrer *un número infinito de tramos en un tiempo finito*[1].

No vamos a discutir con Zenón, sino que modificaremos un poco su problema. Supongamos que la tortuga, que era muy pedante, pidió a Aquiles, después de cada etapa (cada término de la serie infinita) hacer cierta marca o, simplemente, contar en voz alta las etapas. Como que habría que hacer un número infinito de señales, entonces el tiempo de la competencia se haría también infinito.

Por muy rápido que Aquiles marque las etapas, él no puede hacer un número infinito de marcas. De manera que un inocente perfeccionamiento burocrático, convertiría una sencilla tarea en irrealizable. En esta forma, el problema de Aquiles resulta parecido al problema del cero absoluto.

Para enfriar un cuerpo hasta el cero absoluto es necesario quitarle *una cantidad finita* de calor. Esta cantidad de calor es fácil calcular si se conoce cómo depende la capacidad calorífica del cuerpo de la temperatura. ¿Es posible, sin embargo, quitarle todo *este calor al cuerpo de una sola vez*?

Precisamente en esto radica la dificultad. En cualquier método de enfriamiento, la temperatura disminuye un número dado de veces y no en una magnitud dada. Cuando describimos la escala termodinámica, se encontró, que esta escala posee una notable simetría. Si todos los valores de la temperatura se multiplican por un mismo factor, las fórmulas permanecerán sin modificación. Esto significa que, para disminuir la temperatura de un cuerpo dado de 100° a 99° y de 200° a 198°, hay que gastar la misma cantidad de trabajo, ya que 100 : 99 = 200 : 198.

Pero si en la termodinámica, en todos los cálculos, aparece solamente la relación entre las temperaturas, la relación entre los volúmenes, etc., entonces, en cualquier proceso, utilizado para el enfriamiento, la temperatura final (baja) será proporcional a la inicial (alta), es decir, cualquier operación de disminución de la temperatura puede solamente cambiar la escala, disminuir la temperatura en cierto número de veces.

Así, en el ciclo de Carnot, como ya vimos, se cumple la relación $T_1 : T_2 = Q_1 : Q_2$. En él, evidentemente, no entran, ni la cantidad de

[1] Zenón no dudaba de que Aquiles alcanzará a la tortuga, pero sacó la conclusión, de que el tramo no puede constar de un número infinito de partes. La paradoja de Zenón es incomparablemente más rica en contenido que la sencilla confusión acerca de la suma finita de una progresión geométrica infinita. Pero para nosotros es útil aquí, precisamente, este aspecto casi trivial de ella.

calor ni la temperatura, por si solas, sino solamente la relación entre ellas.

Ahora es fácil de comprender que, para disminuir la *temperatura de cualquier cuerpo hasta el cero absoluto, hay que* realizar un número infinito de operaciones. Cada operación puede ser un ciclo cerrado o un proceso separado, por ejemplo la expansión adiabática del gas que se enfría.

En cada operación se gasta un trabajo finito determinado y la temperatura se disminuye en cierto número finito de veces. Y como que en cada operación se emplea un tiempo finito, el tiempo total, necesario para el enfriamiento hasta el cero absoluto, será infinito. *El camino hacia el cero absoluto, en este sentido, se parece a la* competencia de Aquiles y la tortuga.

Puede preguntarse si cambia o no la situación en la teoría cinética de los gases. ¿No es posible, digamos, llevar todos los espines en el sistema de electrones al estado más bajo (por ejemplo, esperando a que ellos irradien su exceso de energía)? De esto no resultará nada. Si el sistema se encontrara en el infinito espacio cósmico, en el vacío absoluto y la energía irradiada se alejara para *siempre, entonces, por supuesto, los espines perderían toda su* energía y el sistema pasaría al estado correspondiente al cero absoluto. Pero si el sistema se encuentra en cierto volumen cerrado, limitado por paredes, cuya temperatura se mantiene constante, entonces este sistema tendrá la temperatura de las paredes y hacer su temperatura más baja, sin realizar trabajo, es imposible.

ENTROPÍA

Con ayuda del termómetro se puede determinar la temperatura de cualquier cuerpo. Claro que el termómetro muestra su propia temperatura y no siempre resulta fácil aclarar cómo ella está relacionada con la temperatura del cuerpo. En nuestra vida diaria hablamos *frecuentemente de la temperatura y la mayor parte de las* veces olvidamos los complejos procesos ligados a este concepto. Habiendo aprendido a medir la temperatura hace muchos años, los físicos por mucho tiempo no pudieron comprender, cómo está ligada la temperatura con la cantidad de calor. Resultaba muy difícil darse cuenta de que con la temperatura está ligada una magnitud, la entropía, cuyo incremento, multiplicado por la temperatura, determina la cantidad de calor obtenida por el cuerpo. La entropía fue descubierta teóricamente por Clausius y representa uno de los

descubrimientos más sorprendentes, en los cuales es tan rico el siglo XIX.

La entropía fue introducida en la física de manera puramente teórica, puesto que no existía instrumento alguno que la pudiera medir. No hay ni siquiera forma de comparar la entropía de dos sistemas distintos como se compara la temperatura de dos cuerpos.

No es posible, por ejemplo, tomar dos recipientes con gases distintos y decir cuál de ellos posee más entropía. La entropía del gas puede hallarse en tablas, pero no hay instrumento parecido al barómetro o al termómetro que registre la magnitud de la entropía.

Clausius llegó al concepto de entropía tratando de comprender el profundo sentido de las investigaciones de Carnot. Este, como ya sabemos, demostró que si entre dos cuerpos, el calentador y el refrigerador, existe un proceso termodinámico reversible, esto es, se construyó una máquina térmica que realiza trabajo, obteniendo del calentador la cantidad de calor $|Q_1|$ y entregando parte de ésta, $|Q_2|$ al refrigerador, entonces $|Q_1|$ y $|Q_2|$ están relacionadas con las temperaturas T_1 y T_2 del calentador y el refrigerador mediante la proporción

$$|Q_1| : |Q_2| = T_1 : T_2.$$

Esta relación es válida para cualquier máquina térmica con la condición de que ésta sea ideal, es decir, de que se la pueda hacer trabajar "en dirección contraria" de manera tal que, gastando el mismo trabajo, ella obtenga del refrigerador la cantidad de calor $|Q_2|$ y entregue al calentador la cantidad de calor $|Q_1|$.

La proporción anterior resulta mejor reescribirla en la forma $Q_1/T_1 = -Q_2/T_2$. El signo menos se ha puesto como prueba de que el calor $|Q_2|$ se le quita al cuerpo de trabajo. De aquí se obtiene que:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Hemos obtenido una expresión que se parece a la ley de conservación. Al trabajar el ciclo de Carnot, la magnitud $|Q_1|/T_1$ obtenida del calentador, es igual a la magnitud $|Q_2|/T_2$, entregada al refrigerador.

El propio Carnot, como sabemos, utilizaba el modelo del calórico. Este modelo debía conducir a algún tipo de relación, que expresase la conservación de este líquido térmico hipotético. El modelo hubiera sido admisible, si se cumpliera una relación del tipo $|Q_1| = |Q_2|$. Esto significaría que el calor se conserva y el

trabajo se realiza debido al paso del calor de un nivel más alto a otro más bajo.

Si la temperatura fuese análoga a la altura, el trabajo producido por la máquina debería haber sido proporcional a la diferencia de temperaturas.

Sin embargo, como acabamos de ver, en un proceso reversible se conserva no la cantidad de calor (o del calórico) que se contiene en el cuerpo, sino otra magnitud, cuya variación es igual al calor trasmitido dividido por la temperatura del cuerpo.

La cantidad de calor trasmitida en el proceso hay que dividirla por la temperatura. Sólo entonces obtenemos una magnitud que se conserva en los procesos reversibles.

Cambiemos la notación y escribamos ΔQ_1 en lugar de Q_1 y ΔQ_2 en lugar de Q_2, subrayando que se habla de la cantidad de calor ΔQ_1 obtenida por el cuerpo de trabajo y la cantidad ΔQ_2 entregada por él. Para el ciclo de Carnot

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0.$$

Clausius postuló que existe cierta magnitud S que, al igual que la energía, la presión y la temperatura, caracteriza el estado del gas. Cuando al gas se trasmite una pequeña cantidad de calor ΔQ, entonces S aumenta en una cantidad igual a

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}.$$

A la magnitud S Clausius llamó entropia.

Después del descubrimiento de Clausius quedó claro porqué fue tan difícil entender la relación entre el calor y la temperatura. Resulta que no se puede hablar de la cantidad de calor contenida en un cuerpo. Este concepto simplemente carece de sentido. El calor puede convertirse en trabajo, crearse mediante la fricción y, en general, no presenta ninguna tendencia a conservarse.

Al mismo tiempo, el concepto de cantidad de calor, trasmitido a un cuerpo u obtenido de él, tienen un sentido exacto. El calor puede trasmitirse pero, en general, no se conserva. La magnitud que *se conserva en los procesos reversibles resultó ser una magnitud* completamente nueva, de cuya existencia nadie antes sospechaba, la entropia de Clausius.

Veamos lo que ocurre, por ejemplo, con la entropia del gas en el ciclo de Carnot.

La relación escrita más arriba para el ciclo reversible de Carnot significa que en la primera etapa del ciclo la entropia del gas de

trabajo aumenta tanto, cuanto disminuye en la tercera etapa. En la segunda etapa, cuando el gas estaba térmicamente aislado y no recibía calor, la entropía permaneció constante. De igual forma, permaneció constante en la cuarta etapa.

De manera que en el ciclo reversible de Carnot la entropía del gas de trabajo no varía. Tampoco se modifica ella en los procesos adiabáticos.

Al concepto de entropía se puede llegar por otro camino, definiéndola como la magnitud que permanece constante en los procesos adiabáticos, de manera similar a como la temperatura permanece constante en los procesos isotérmicos. La entropía es muy cómoda para representar el ciclo de Carnot, cuyo gráfico se convierte en un rectángulo. En este gráfico se ve muy claro que la entropía primero "pasa" del calentador al cuerpo de trabajo y después del cuerpo de trabajo al refrigerador de forma tal que al final del ciclo reversible la entropía del gas de trabajo regresa al mismo valor que tenía inicialmente.

CICLO DE CARNOT EN EL DIAGRAMA *TS*

Dibujemos el ciclo de Carnot en un diagrama con las variables *T* y *S* (fig. 20). La primera etapa, isoterma, se representa en este gráfico mediante una recta paralela al eje *S*. La segunda etapa, adiabática, es una recta parelela al eje *T*. Las dos últimas étapas, la segunda isoterma y la segunda adiabática, determinan los otros dos lados del rectángulo.

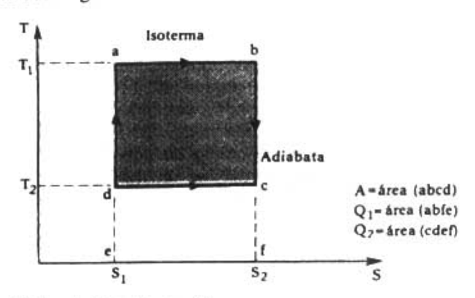


FIG. 20. *Ciclo de Carnot en las variables TS*

No es difícil encontrar la representación gráfica del trabajo. La cantidad de calor obtenida del calentador se determina por la fórmula $T\Delta S$. Como que el calor se le quita al calentador a temperatura constante, la cantidad total de calor que se obtiene del calentador es $T_1 (S_2 - S_1)$. En el diagrama esta magnitud se representa por el área del rectángulo *abfe*.

Igualmente se calcula la cantidad de calor entregada al refrigerador, la cual es igual a $T_2 (S_2 - S_1)$. Esta magnitud se representa en el diagrama por el área del rectángulo *cdef*. De esta manera la cantidad total de calor convertida en trabajo es igual al área de la superficie rayada del rectángulo *abcd*, que representa el ciclo de Carnot. El coeficiente de eficiencia es igual a la relación entre las áreas de los rectángulos *abcd* y *abfe*.

El área del rectángulo rayado es $(T_1 - T_2)(S_2 - S_1)$.

Ahora no es difícil corregir los razonamientos de Carnot. Si concebimos la diferencia $T_1 - T_2$ como diferencia de niveles, entonces el rol del líquido que cae, el calórico, lo juega la diferencia $S_2 - S_1$ de los valores de la entropía del gas a finales y a principios del proceso y no la cantidad de cierta sustancia, trasmitida por el cuerpo de trabajo del calentador al refrigerador.

Además del ciclo de Carnot, que es cómodo para los razonamientos teóricos pero incómodo para su uso práctico, existe gran cantidad de diversos ciclos, en los cuales los gases se convierten en líquidos como en la máquina de vapor, explotan, como en el motor de un automóvil, etc. El ciclo puede constar de isocoras y adiabáticas (ciclo de Stirling), de isobaras y adiabáticas (ciclo pT). No es difícil representarlos tanto en las variables p, V, como en las coordenadas T, S. De la teoría de tales ciclos se ocupa la termodinámica técnica.

Al dibujar los diagramas, es útil saber que las áreas en los diagramas pV y TS correspondientes a un mismo ciclo son iguales: el área en el diagrama pV es el trabajo realizado, el área en el diagrama TS es la cantidad de calor transformada. Estas dos magnitudes son iguales.

MAGNITUDES CONJUGADAS

Escribamos nuevamente la fórmula para la cantidad de calor trasmitida a cierto sistema durante un proceso reversible

$$\Delta Q = T\Delta S$$

Esta fórmula recuerda la fórmula para el trabajo realizado sobre un cuerpo

$$\Delta A = -p\Delta V$$

En la parte izquierda de ambas formulas se tienen magnitudes, de calor y trabajo, para las cuales sólo tiene sentido hablar de su variación: ΔQ y ΔA tienen un sentido físico completamente definido pero, no hay magnitudes a las que se pueda llamar calor Q o trabajo A contenidos en el cuerpo. Las magnitudes p y T se parecen entre sí: la igualdad de temperaturas y presiones son las dos condiciones de equilibrio, ambas magnitudes se miden directamente, T con el termómetro y p con el manómetro.

Es natural esperar que exista algo común entre las dos restantes magnitudes, la entropía y el volumen. Una propiedad común a ellas evidentemente existe. El volumen de cualquier sistema es igual a la suma de los volúmenes de sus partes. Exactamente igual, la entropía de un sistema es igual a la suma de las entropías de sus partes. El volumen y la entropía son magnitudes aditivas (o, como suele decirse, extensivas, a diferencia de T y p que son magnitudes intensivas, puesto que los valores de T y p para un sistema en equilibrio son iguales a los valores de T y p de cualquiera de sus partes).

ENTROPÍA DEL GAS IDEAL

A las magnitudes p y V se les llama conjugadas. También son magnitudes conjugadas la entropía S y la temperatura T.

Aunque no se puede medir la entropía, es posible calcularla teóricamente. Lo más fácil es hacerlo para el gas ideal.

Tomemos un mol de gas a cierta temperatura T_0. Supongamos que el gas ocupa el volumen V_0. Traspasemos el gas a otro recipiente con valores de la temperatura y el volumen T y V, respectivamente. Hagamos esto en dos etapas. Primero dilatemos el gas isotérmicamente hasta que alcance el volumen V y en la segunda etapa calentémoslo a un volumen constante hasta que su temperatura sea igual a T.

En la primera etapa el gas realiza un trabajo (ya lo hemos calculado) igual a $RT_0 \ln \frac{V}{V_0}$. Al hacerlo, el gas recibió del calentador una cantidad de calor de igual magnitud. Esto significa

que su entropía creció en

$$S_1 - S_0 = \frac{1}{T_0}\left(RT_0 \ln\frac{V}{V_0}\right) = R \ln\frac{V}{V_0}.$$

En la segunda etapa, para calentar el gas en una magnitud igual a ΔT se gasta una cantidad de calor igual a $c_V \Delta T$ y la entropía crece en

$$\Delta S = c_V \frac{\Delta T}{T}.$$

Para calcular el cambio de entropía cuando la temperatura cambia en una magnitud finita, de T_0 a T, es necesario sumar todas las contribuciones ΔS tomando en cuenta que T crece. Esto no es difícil de hacer si consideramos que la capacidad calorífica c_v permanece constante en el transcurso de todo el proceso.

El cálculo aquí debe realizarse según el mismo esquema utilizado para calcular el trabajo en un proceso isotérmico. Para una pequeña variación del volumen hemos escrito

$$\Delta A = -p\Delta V = -RT\frac{\Delta V}{V}$$

lo cual condujo a la fórmula (a $T = \text{const}$)

$$A = -RT \ln\frac{V}{V_0}.$$

Por analogía podemos escribir también la variación de entropía al variar la temperatura de T_0 hasta T:

$$S - S_1 = c_V \ln\frac{T}{T_0}.$$

De aquí ya se deduce directamente la fórmula para la variación total de la entropía

$$S - S_0 = c_V \ln\frac{T}{T_0} + R \ln\frac{V}{V_0}.$$

Los valores de V_0 y T_0 pueden ser escogidos arbitrariamente, por ello la fórmula obtenida permite calcular solamente variaciones de entropía y no su magnitud absoluta.

EL MUNDO REAL E IRREVERSIBLE

Hablando del ciclo de Carnot, siempre subrayábamos que todos los procesos son reversibles. En el mundo real no ocurre así. Tomemos, por ejemplo, un recipiente con gas, dividido en dos partes por un tabique termoaislante. Supongamos que las temperaturas de ambas partes son diferentes. Quitemos el tabique. La temperatura comienza a igualarse (junto con ella se iguala también la presión). No es posible obtener ningún beneficio de este proceso; la diferencia de temperaturas desaparece y no se realiza ningún trabajo visible. No es difícil ver la causa de esta "pérdida". El proceso de conducción de calor, el proceso de igualación de las temperaturas, es un proceso irreversible, sin gastar trabajo es imposible hacer regresar al sistema al estado inicial.

Con tal "desaparición" del trabajo posible nos encontramos a cada paso. Al describir el proceso isotérmico, en el que el calor pasa del calentador al gas de trabajo, nosotros señalábamos que este proceso será irreversible si entre el gas y el calentador existe, aunque sea cierta, pequeña diferencia de temperaturas. Los procesos irreversibles surgen también dentro del gas en dilatación si su temperatura no se mantiene rigurosamente constante en todo su volumen. Por ésto, llevar a la práctica el ciclo de Carnot es, en realidad, imposible: para ello es necesario eliminar todos los desniveles de temperatura. Pero si hacemos ésto, el calor dejará de fluir del calentador y la máquina no trabajará.

¿Qué es lo que ocurre con un gas en el que transcurre un proceso irreversible? Consideremos nuevamente un recipiente con gas dividido en dos mitades y calculemos la variación de la entropía del gas al igualarse las temperaturas.

El proceso de mezcla del gas puede describirse así: cada porción del gas se dilata y su volumen aumenta en dos veces. Por simplicidad consideremos que en cada mitad del recipiente se encontraba 1/2 mol de gas. Como que la temperatura después de la mezcla alcanzó evidentemente el valor (1/2) $[T_1 + T_2]$, entonces el cambio de entropía será igual a

$$\Delta S = \frac{1}{2}\left(c_V \ln\frac{T_1 + T_2}{2T_1} + R\ln 2\right) + \frac{1}{2}\left(c_V \ln\frac{T_1 + T_2}{2T_2} + R\ln 2\right) =$$

$$= c_V \ln\frac{T_1 + T_2}{2\sqrt{T_1 T_2}} + R\ln 2.$$

Notemos que este número es positivo, puesto que $(T_1 + T_2)^2 \geqslant \geqslant 4T_1T_2$. La entropía creció. Sólo en los procesos reversibles la entropía del sistema permanece constante, las pérdidas de entropía en una de las partes se compensa con el aumento en la otra. La entropía del calentador disminuye tanto, cuanto aumenta la entropía del gas de trabajo, es decir $\Delta Q/T$. El modelo del calórico trabaja bien cuando hay que describir la trasmisión de calor del calentador al gas de trabajo. Pero cuando el cuerpo de trabajo entrega el calor Q_2 al refrigerador, esta cantidad de calor es menor que la que recibió del calentador. Al mismo tiempo, la entropía $\Delta Q/T$ entregada al refrigerador es exactamente igual a la entropía obtenida del calentador. En un proceso reversible, lo que se trasmite de forma íntegra y conservativa del calentador al refrigerador es la entropía y no la cantidad de calor.

Si esto lo hubiera sabido Carnot, seguramente él hubiese razonado en lo sucesivo de la siguiente manera. Si en el ciclo se trasmite una cantidad de calórico (supongamos que Carnot hubiese llamado así a la entropía) igual a Q_1/T_1, multiplicando esta magnitud por la diferencia de temperaturas obtendremos que el trabajo realizado por la máquina es igual a $\frac{Q_1}{T_1}(T_1 - T_2) = Q_1\frac{T_1 - T_2}{T_1}$.

En esta fórmula, por supuesto, reconocemos la expresión para el trabajo del ciclo ideal con un rendimiento $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, expresión obtenida sólo por Clausius, muchos años después de la muerte de Carnot[1].

De todas formas no podemos salvar el modelo del calórico. En los procesos irreversibles la entropía no se conserva y no se le puede identificar en tales procesos con el calórico, el cual por su propio sentido no debe ni crearse de nuevo ni desaparecer sin huellas. De forma que no queda mas remedio que despedirse del calórico.

PAGO POR EL TRABAJO

Hemos dicho que si tratamos de llevar a la práctica un ciclo ideal, encontraremos dificultades insolubles. Lo principal es que hay que controlar que la temperatura del gas sea siempre exactamente

[1] Carnot sabía que "la fuerza motriz del fuego" depende solamente de T_1 y T_2 pero, cómo precisamente depende, él no lo sabia.

igual a la del calentador o la del refrigerador (según cuál sea la fuente con la cual esté en contacto) y que su compresión y dilatación transcurran muy lentamente. En caso contrario no *tendrán tiempo a igualarse las temperaturas y presiones en el gas.* Tal ciclo aunque es ideal, no sirve para nada: su potencia será exactamente igual a cero, pues cualquier trabajo requiere un tiempo infinitamente grande. Para obtener algún trabajo es necesario romper las rígidas condiciones del ciclo ideal. Pero en cuanto *rompamos estas condiciones entrará en juego la conducción de* calor, entre las partes con diferentes temperaturas surgirá el flujo de calor y, como dijimos anteriormente, la entropía crecerá.

Durante la compresión isotérmica (en la primera etapa del ciclo de Carnot), la entropía crece no en $\Delta Q_1/T_1$, sino en una magnitud *mayor. Igualmente durante la transmisión del calor al refrigerador* la entropía decrece no en $\Delta Q_2/T_2$ sino en una magnitud menor. Como resultado la entropía de todo el sistema después de un ciclo completo crece.

De aquí sigue uno de los teoremas más importantes, que dice *que la variación de la entropía de un cuerpo (o un sistema) siempre* es mayor que la cantidad de calor llevada al cuerpo (sistema) dividida por la temperatura absoluta del cuerpo:

$$\Delta S \geqslant \frac{\Delta Q}{T}.$$

El signo de igualdad responde a los procesos reversibles (prácticamente irrealizables).

El aumento de la entropía es lo que hay que pagar por el trabajo real de una máquina térmica, por que la máquina tenga una potencia diferente de cero.

Si queremos que una máquina cualquiera realice trabajo, por esto hay que pagar no sólo con un gasto de energía, sino también con el aumento de la entropía del sistema. La energía se puede devolver, entregando de nuevo el trabajo obtenido, pero la entropía que creció no es posible disminuirla (sin realizar un trabajo adicional), en el proceso inverso ella crecerá aún más.

Seguramente, sería mas razonable cambiar el signo en la definición de entropía, ya que si algo se pierde, es lógico hablar de su disminución. En la teoría de la información se hace precisamente ésto, se habla de la "negaentropía", es decir, la entropía con signo opuesto.

Con entropía hay que pagar no sólo por el trabajo realizado, sino también por cualquier medición.

Supongamos que se le puso un termómetro a un enfermo. La

columna de mercurio inicialmente no se veía. Hacia el termometro fluyó el calor del cuerpo del enfermo, y la columna de mercurio se elevó. Junto con ésto aumentó la entropía del termómetro y disminuyó (insignificantemente) la entropía del enfermo. La entropía del sistema enfermo + termómetro creció irreversiblemente. No es posible colocar el termómetro de manera tal, que no surja un flujo de calor, para ello sería necesario conocer de antemano la temperatura del enfermo. Pero precisamente esta información no se tenía al principio, si no ¿ para qué necesitábamos poner el termómetro?

Cualquiera que sea la medición que se realice, por todas hay que pagar con entropía. En nuestro mundo cualquier ganancia en trabajo, cualquier medición obligatoriamente conduce a un incremento de la entropía. El crecimiento de la entropía nos acompaña a cada paso. La fricción, la conducción de calor, la *difusión, la viscosidad, el calor de Joule: he aquí algunos de los* mecanismos que hacen crecer la entropía.

La entropía de un sistema aislado crece hasta que el sistema alcance el estado de equilibrio termodinámico, cuando en él desaparecen todos los procesas irreversibles.

En el estado de equilibrio térmico la entropía alcanza su máximo valor posible. El gas "olvida" las paredes y los choques precisamente porque, en el estado de máxima entropía, no tiene con qué "pagar" por la información sobre el carácter de los choques, pues su entropía no puede crecer más.

OTRA FÓRMULA MÁS PARA LA ENTROPÍA

Para la entropía correspondiente a un mol de gas ideal hemos obtenido la fórmula

$$S - S_0 = c_V \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0}.$$

Si hacemos uso de la ecuación de estado $pV = RT$ y con su ayuda eliminamos el volumen, obtenemos:

$$S - S_0 = (c_V + R) \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{p}{p_0}$$

o
$$S - S_0 = c_p \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{p}{p_0},$$

donde $c_p = c_V + R$ es la capacidad calorífica a presión constante. Ahora es posible concluir que la igualación de presiones a temperatura constante también conduce al aumento de la entropía. El mecanismo de igualación de las presiones consiste en que las partículas del gas, al chocar, trasmiten unas a otras cantidad de movimiento. Al hacerlo, las partículas del gas que poseen como promedio grandes velocidades transmiten parte de su momento a otras partículas: tiene lugar el frenado de las partículas más veloces. Esta es la viscosidad del gas. La viscosidad entra en acción cuando en un gas (o en un líquido)[1] surgen diferencias de presiones. Cuando las presiones se igualan, nuevamente podemos olvidar que las partículas chocan entre sí. En el estado de equilibrio no se conserva ningún recuerdo de estos choques.

DOS PRINCIPIOS DE LA TERMODINÁMICA

Ya hemos recorrido gran parte del camino y podemos hacer una pequeña parada. Atrás quedó la historia de cómo, de nociones muy vagas sobre el calor y el calórico, surgieron nuevos conceptos: entropía, temperatura, energía interna. La historia de la teoría del calor resultó parecida a una enredada novela policíaca. Las magnitudes que ocuparon la posición principal en esta teoría eran imposibles de observar o medir directamente.

No es posible siquiera decir que los nuevos conceptos surgieron de nuevos experimentos. Sólo la determinación del equivalente mecánico del calor en los experimentos de Joule puede considerarse entre los experimentos fundamentales en esta rama y, para eso, Carnot y Mayer calcularon esta magnitud mucho antes que Joule, sin realizar ninguna clase de nuevos experimentos. El armonioso edificio de la termodinámica fue el resultado de las meditaciones sobre la unidad de las leyes físicas, sobre la profunda relación que debe existir entre los distintos fenómenos de la naturaleza. El éxito de la termodinámica muestra cuan justa es nuestra convicción de que la Naturaleza se rige por leyes sencillas y que estas leyes pueden ser descubiertas y comprendidas. Lo más sorprendente en nuestro mundo es que él es cognoscible.

[1] La viscosidad existe también en los cuerpos sólidos, sólo que en ellos es más difícil de notar. El sonido que se propaga en un cuerpo sólido se amortigua, debido a la viscosidad, más rápidamente en el plomo, más lentamente en el cobre y en el queso las oscilaciones acústicas no surgen en absoluto.

Las leyes que rigen los fenómenos térmicos resultaron sencillas. Prácticamente la termodinámica se construye sobre dos postulados que se denominan principios. Ellos fueron formulados por Clausius y Thomson.

El primer principio de la termodinámica es la ley de conservación de la energía. Este incluye el principio de equivalencia del calor y el trabajo mecánico (en esto se diferencia de la ley de conservación de la energía en la mecánica) y puede formularse así: la variación de la energía interna de un sistema es igual a la suma del calor transferido al mismo y el trabajo mecánico realizado sobre él.

El segundo principio de la termodinámica está ligado con la ley de crecimiento de la entropía: la entropía de un sistema cerrado no puede disminuir. Este mismo principio puede formularse de manera diferente: no existe ningún proceso cuyo único resultado sea el enfriamiento de un cuerpo y la realización de trabajo mecánico. No es posible convertir calor en trabajo completamente; la fracción de calor transformada en trabajo no puede exceder el valor de la función de Carnot.

En este conjunto de postulados se incluye un tercero, el tercer principio, llamado también teorema de Nernst: es posible mediante un número finito de operaciones enfriar un cuerpo hasta la temperatura igual al cero absoluto. El teorema de Nernst es en realidad una consecuencia de la mecánica cuántica. Esto, por supuesto, no lo sabía Nernst, pero él vio claramente las consecuencias de su teorema para la teoría del calor.

Los dos principios de la termodinámica prohiben, declaran imposibles, los motores perpetuos.

El primer principio prohibe el motor perpetuo de primera especie, esto es, el motor que realiza trabajo sin gasto de calor o de energía interna de algún sistema. Esta prohibición ahora ya parece trivial, en la mecánica nos hemos acostumbrado a la ley de conservación de la energía.

El segundo principio declara fuera de la ley al motor perpetuo de segunda especie, que obtiene energía solamente de un calentador, esto es, que trabaja, no por un desnivel de temperaturas, sino solamente a expensas del calor de un solo cuerpo. Este es el congelador que, no sólo no está conectado a la red, sino que además calienta la habitación a expensas del calor que obtienen de los productos que se congelan. En la mecánica no había una ley parecida y explicar por qué no es posible construir un motor perpetuo de segunda especie es muy difícil. El principio de crecimiento de la entropía es una propiedad de nuestro

macromundo que, posiblemente, no puede reducirse a otras leyes más sencillas.

El crecimiento de la entropía determina también la dirección del tiempo. La desintegración radioactiva, el frenado de un paracaidista, el gasto de la energía del muelle en un reloj al que se ha dado cuerda (o de la energía de una batería eléctrica) y, en fin de cuentas, el envejecimiento de todos nosotros, todos estos procesos ocurren hacia un mismo "lado", gracias a ellos diferenciamos el futuro del pasado. Es sorprendente que en todo el Universo conocido por nosotros el tiempo transcurre en una misma dirección. El nacimiento, para todos los observadores, antecede a la muerte, la causa, nunca y en ninguna parte, se adelanta al efecto.

En todas partes y siempre, la entropía crece, marcando "la flecha del tiempo", como a veces se llama a eso que diferencia al "ayer" del "mañana".

REFRIGERADOR

Aunque la *reversibilidad de los ciclos en la máquina térmica* se utilizaba en muchos razonamientos y teorías, durante mucho tiempo a nadie le vino a la cabeza, para qué puede hacer falta en la práctica una máquina térmica que trabajase en *dirección inversa*. No se sabe porqué la idea del refrigerador doméstico surgió hace relativamente poco tiempo. El refrigerador doméstico, lleno de hielo, apareció en las casas solamente a mediados del siglo pasado y el refrigerador eléctrico, que se encuentra ahora casi en cada cocina, apareció a la venta sólo en los primeros decenios de nuestro siglo.

Si dejamos a un lado las consideraciones constructivas, entonces el refrigerador trabaja bajo el mismo principio que la máquina térmica, lo único que todas las operaciones se realizan en orden inverso. El ciclo C se sustituye por el ciclo C^{-1} (fig. 21).

Durante la dilatación isotérmica *cd*, el calor ΔQ_2 pasa del refrigerador al gas que se dilata. Luego el gas se comprime adiabáticamente hasta la presión correspondiente al punto *b*, en el cual el gas entra *en contacto con el calentador* (la habitación), donde él, durante el proceso de compresión isotérmica hasta el punto *a*, trasmite al calentador (que en realidad es simplemente el aire de la habitación) el calor ΔQ_1. *En esto se gasta trabajo.* En la última etapa el gas se dilata adiabáticamente y "regresa" al punto *c*. En el ciclo refrigerante, en el tramo *cba* trabaja un compresor (en el ciclo

directo esto era un cilindro con su pistón, que servía de fuente de trabajo). En lugar del compresor, en los refrigeradores antiguos la presión del gas se elevaba mediante el calentamiento, después del calentamiento el gas fluía, dilatándose, a un recipiente prácticamente vacío. Al dilatarse, su temperatura disminuía.

El refrigerador doméstico enfría los productos y calienta la habitación. En cierto tiempo, cuando los refrigeradores sólo comenzaban a hacerse habituales, se propagandizaba un hornillo eléctrico, que al darle vueltas al manubrio, se convertía en un refrigerador. No se sabe si este hornillo era cómodo y bueno, pero demostraba maravillosamente la idea básica del ciclo reversible de Carnot.

Para el refrigerador no es muy fácil definir la magnitud análoga al rendimiento del motor térmico. En el diagrama *TS* (fig. 22) se ve que del refrigerador se extrae el calor ΔQ_2 y al calentador se entrega el calor ΔQ_1; el sobrante se completa con trabajo, realizado por el compresor. Podría parecer que este trabajo puede hacerse tan pequeño como se pueda, si la diferencia de temperaturas entre el calentador y el refrigerador fuese también suficientemente pequeña. Sin embargo, en la práctica el calentador está dado de antemano. La temperatura del calentador es la temperatura de la habitación. Está claro que en una habitación muy fría es más fácil enfriar los productos que en una habitación muy calentada y, en dependencia de las condiciones, el trabajo que se gasta puede superar, cuantas veces se quiere, la cantidad de calor extraído, como se ve fácilmente en la fig. 23.

La relación entre la magnitud del trabajo gastado y la cantidad de calor extraído del refrigerador, la cual caracteriza la efectividad del refrigerador, puede ser muy pequeña si el refrigerador disminuye poco la temperatura de los productos, pero puede ser todo lo

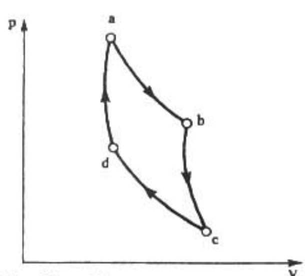


FIG. 21. *Ciclo del refrigerador*

grande que se quiera, si la diferencia de temperaturas requerida debe ser grande. Es dudoso que pueda llamarse rendimiento a una magnitud que puede tener cualquier valor desde cero hasta infinito. Se acostumbra a llamarle efectividad.

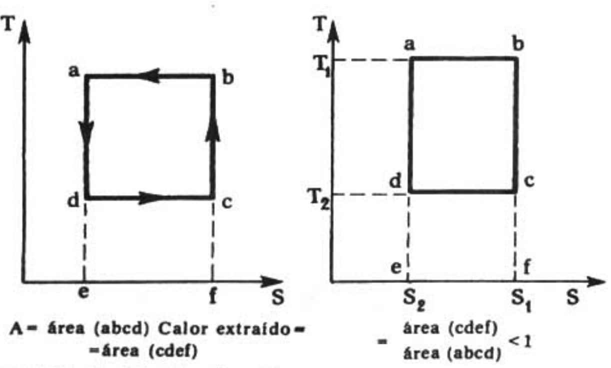
LA BOMBA DE THOMSON

Ahora a nadie sorprende que el refrigerador caliente la habitación. Del segundo principio de la termodinámica se deduce que no es posible construir un dispositivo que enfríe cierto volumen sin gastar trabajo alguno.

Sería bueno tener una máquina combinada de cocina que enfriase los productos y cocinara la comida sin necesidad de alimentarse de la red. Esto, sin embargo, está prohibido por el segundo principio de la termodinámica.

Pero si no le pedimos al refrigerador lo imposible y le planteamos la tarea más sencilla de calentar la habitación en que se encuentra, entonces, parecería que él puede hacer ésto casi gratuitamente. Una instalación, de este tipo, extraña a primera vista, fue ideada por Thomson (Kelvin). El la llamó bomba térmica.

Si la cocina da a un balcón, entonces puede colocarse el refri



A = área (abcd) Calor extraído = = área (cdef)

FIG. 22. *Trabajo del refrigerador (no necesariamente el ciclo de Carnot)*

$= \frac{\text{área (cdef)}}{\text{área (abcd)}} < 1$

FIG. 23. *Efectividad del refrigerador*

gerador en el hueco de la puerta, con el frente hacia la calle y la parte de atrás hacia la cocina. Abramos la puerta del refrigerador y conectémoslo a la red. El refrigerador bombeará calor, enfriando la calle y calentando la habitación. El puede trasmitir mucho calor gastando muy poco trabajo: para ello sólo es necesario que el desnivel de temperaturas no sea muy grande. Entonces el área bajo la curva que representa el ciclo será pequeña (fig. 24) y la cantidad de calor trasmitido, grande. No hay errores en este razonamiento, hemos utilizado simplemente el régimen de trabajo de mayor efectividad del refrigerador, sobre el cual ya hemos hablado. La bomba térmica no es un instrumento muy útil pero ilustra maravillosamente la diferencia entre el primer y el segundo principio de la termodinámica. El primer principio establece la equivalencia entre calor y trabajo, el segundo señala la diferencia de principios entre ellos: para obtener trabajo hay que crear un flujo de calor; este último, sin embargo, indefectiblemente se acompaña de un crecimiento de la entropía, pero no necesariamente está ligado a una gran variación de la energía del sistema.

Lo paradójico de la bomba térmica consiste en que crea una diferencia de temperaturas casi sin realizar trabajo. En el proceso común de conducción del calor, la diferencia de temperaturas desaparece sin que se realice trabajo. Si ahora se construye un motor térmico, que trabaje en la diferencia de temperaturas que creó, casi gratuitamente, la bomba térmica, entonces este motor entregará un trabajo, no mayor que el que fue gastado para crear esta diferencia de temperaturas (y en virtud de la irreversibilidad de

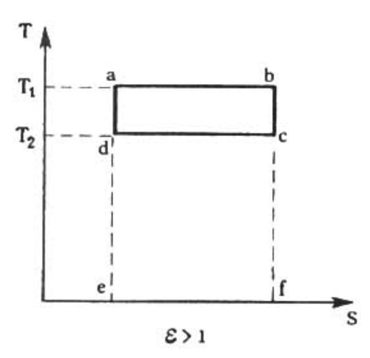


FIG. 24. *Bomba de Thomson*

las pérdidas incluso menor). La desigualdad en la ley de la entropía trabaja honestamente en una sola dirección: es fácil perder energía sin recibir nada a cambio, pero es imposible obtenerla sin pagar nada por ello.

LA FÓRMULA DE BOLTZMANN

Después de Thomson y Nernst, el edificio de la termodinámica clásica quedó terminado[1]. Pero para el tiempo en que en la termodinámica culminaban, digamos así, los trabajos de acabado, se desarrolló un nuevo punto de vista sobre los fenómenos físicos, el punto de vista de la teoría cinética de los gases. Había que unificar en un todo lo que hizo Maxwell y lo que alcanzaron Thomson y Nernst. Desde el punto de vista de Maxwell, el gas es un colectivo de partículas, cada una de las cuales se describe por las ecuaciones de la mecánica de Newton.

El gran éxito de la teoría cinética de los gases fue la explicación de la presión y la energía interna. El puente entre la mecánica y la termodinámica parecía completamente sólido, si no hubiese sido por una sola debilidad: en la mecánica no había lugar para la entropía.

Encontrar este lugar resultó un problema extraordinariamente difícil. Cuando en 1872, fue finalmente resuelto por Boltzmann, de nuevo se repitió la vieja historia: Boltzmann encontró la incomprensión de la mayoría de sus colegas. La vieja generación no veía razones que justificasen la revisión de la perfectamente satisfactoria teoría del calor.

Boltzmann vio que la entropía aparece en la teoría cinética como resultado de la aplicación de los conceptos de la teoría de las probabilidades a sistemas, a los cuales antes se miraba solamente desde el punto de vista de la mecánica.

La fórmula descubierta por Boltzmann tiene un aspecto muy sencillo

$$S = k \ln w$$

Ella vincula una magnitud termodinámica, la entropía, con una magnitud estadística w, la probabilidad del estado. El coeficiente

[1] La Termodinámica parecía tan terminada, que el discípulo de Hilbert, Caratheodory desarrolló una formulación rigurosa de la termodinámica (igual que en la matemática), basada en axiomas.

fue añadido más tarde a esta fórmula por Planck, que lo denominó constante de Boltzmann. En la física hay fórmulas breves, llenas de un sentido profundo. Ellas establecen la relación entre magnitudes que antes eran consideradas de diferente naturaleza. Así, la fórmula de Newton $F = \gamma m_1 m_2/R_2$ estableció la relación entre la masa y la fuerza de gravedad; la fórmula de Einstein $E = mc^2$ unificó dos conceptos completamente distintos en la mecánica clásica: la masa y la energía; la fórmula de Planck $\hbar\omega = \varepsilon$ descubrió la relación entre la frecuencia y la energía del cuanto; la fórmula de Hubble $v = HR$, la relación entre la distancia a las galaxias y la velocidad de su alejamiento. Todas éstas son grandes fórmulas y la fórmula de Boltzmann ocupa un lugar honorable entre ellas y el propio Boltzmann quedó en la historia como uno de los principales creadores de la física estadística.

Para comprender el sentido de la fórmula de Boltzmann, consideremos un recipiente de volumen V_0, en el cual se encuentra un gas ideal. Los átomos del gas se mueven desordenadamente dentro del recipiente. Con el transcurso del tiempo, cada átomo permanece con igual frecuencia (con igual probabilidad), prácticamente en todas las partes del recipiente. Sin cometer un error grande, podemos decir que la mitad del tiempo, el átomo la pasa en la mitad derecha del recipiente y la mitad del tiempo en la izquierda. Asimismo, puede afirmarse que, si el recipiente se divide mentalmente en cuatro partes iguales, entonces, cada átomo pasa en cada una de ellas la cuarta parte del tiempo. Continuando estos razonamientos, se puede concluir que en cada volumen escogido V (independientemente de su forma) el átomo permanece una fracción del tiempo igual a V/V_0, si V_0 es el volumen de todo el recipiente. Este hecho puede describirse así: la probabilidad de encontrar al átomo en el volumen V es igual a $\omega = \frac{V}{V_0}$.

Juntemos ahora todos los intervalos de tiempo en que nuestro átomo (lo denotamos como el átomo *1*) se encuentra en el volumen V y sigamos a otro átomo, el átomo *2*. A este átomo no le afecta en lo absoluto el comportamiento y el paradero del átomo *1*. Por ello, independientemente de donde se encuentra el átomo *1*, el átomo *2* también permanecerá en el volumen V una fracción de tiempo igual a V/V_0. Esto significa que en el transcurso de un tiempo suficientemente grande T, el átomo *1* se encontrará en el volumen V durante un tiempo $T_1 = (V/V_0)\,T$. En el transcurso de ese mismo tiempo T_1, el átomo *2* se encontrará en el mismo volumen V durante el tiempo $T_2 = \frac{V}{V_0}T_1 = \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 T$.

De aquí puede concluirse que la probabilidad de encontrar en el volumen V a los átomos *1* y *2* juntos es igual a $\omega_2 = (V/V_0)$. Este razonamiento puede continuarse incluyendo en él también a otros átomos. De esta manera, la probabilidad de encontrar en el volumen V todos los N_A átomos (todo el mol) es igual a

$$\omega_{N_A} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{N_A}.$$

Esta probabilidad se refiere a ese extraño estado cuando el gas, que llena el recipiente, se comprime casualmente y ocupa el volumen V. El número de Avogadro es inimaginablemente grande, por eso ω_{N_A} es muy pequeña: nunca ocurre que el gas, por sí solo, desocupe aunque sea la fracción más insignificante del volumen, es decir que V se diferencie de V_0 en una magnitud aunque sea un poco perceptible.

Si ahora comparamos la fórmula para la probabilidad con la expresión para la entropía del gas ideal (cuando $T = T_0$), tendremos

$$S - S_0 = R\ln\frac{V}{V_0}$$

o, para una molécula

$$S - S_0 = k\ln\frac{V}{V_0}$$

entonces veremos, que[1]

$$S - S_0 = k \ln w.$$

Esta es la fórmula de Boltzmann para el gas ideal cuando $T =$ = const.

¿CÓMO DEPENDE *S* DE LA TEMPERATURA?

La demostración de la fórmula de Boltzmann para el gas, en el cual varía la temperatura, es mucho más compleja. Nosotros expondremos razonamientos que no son completamente rigurosos.

[1] De hecho lo que calculamos no es la misma entropía, sino su incremento al pasar del volumen V_0 al volumen V. La entropía del estado original del gas (temperatura T_0 y volumen V_0) queda indeterminada constante. Esto se refiere también a todas las fórmulas ulteriores.

Para ello recordemos lo que dijimos en relación con la distribución de velocidades de Maxwell. Vamos a observar cómo se mueven los átomos en el espacio de velocidades, es decir, cómo varía la velocidad de los átomos con el tiempo. A diferencia del espacio común, el espacio de las coordenadas, en el cual el átomo puede encontrarse en cualquier punto con igual probabilidad, en el espacio de velocidades sus "coordenadas" v toman sólo los valores cercanos al valor medio de la velocidad:

$$v_{med} = \alpha\sqrt{kT}.$$

No vamos a precisar cuál de las velocidades medias se tiene en cuenta: la velocidad cuadrática media, la velocidad más probable, etc. y no prestaremos atención al coeficiente α. La velocidad de los átomos, como se deduce de la distribución de Maxwell, no es exactamente igual a v_{med}. Pero puede decirse que gran parte de los átomos tienen velocidades que se diferencian de v_{med} no más que en $\beta\sqrt{kT}$, donde β es otra constante más cuyo sentido no es importante para nosotros.

Esta afirmación puede justificarse si se recuerda lo que se dijo sobre la dispersión de los valores de v^2 (o de la energía) alrededor de su valor medio (su fundamentación rigurosa es compleja). Puede decirse que, en el espacio de velocidades, la abrumadora mayoría de las moléculas se encuentra en un volumen, en el cual todos los puntos están a una distancia no mayor que aproximadamente $\beta\sqrt{kT}$ del punto correspondiente al valor de las componentes de la velocidad media.

Ahora puede decirse que en el espacio de velocidades, casi todos los átomos se encuentran en un volumen, cuya magnitud es del orden de $\beta^3 (kT)^{3/2}$. Si la temperatura del gas varía de T_0 hasta el valor T, a esto corresponde en el espacio de velocidades el cuadro, en el cual casi todos los atomos se "agolparon" en un volumen menor, si $T \leqslant T_0$, o se "dispersaron" en un volumen mayor, si $T > T_0$.

Calcular la probabilidad de este suceso tan poco frecuente es fácil. Hay que actuar tal y como actuamos al calcular la probabilidad de "reunión" del gas en un pequeño volumen del espacio común. Esta probabilidad es igual a

$$\omega = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}N_A}.$$

Como es fácil ver, los coeficientes desaparecieron de la fórmula, por eso teníamos fundamento en no interesarnos por ellos.

La entropía es igual al logaritmo de esta expresión, multiplicado por k. Esto significa que:

$$S - S_0 = c_V \ln \frac{T}{T_0} \quad (\text{cuando} \quad V = V_0)$$

puesto que $\frac{3}{2} kN_A = c_V$ es la capacidad calorífica de un mol de gas a volumen constante.

La fórmula deducida coincide con la que fue obtenida de la termodinámica. Sin embargo, si se compara esta deducción con la deducción anterior, en la cual se calculaban la cantidad de calor y el trabajo y en lo absoluto no se hacía mención de la probabilidad, entonces no queda más remedio que sorprenderse de cuán diferentes puntos de vista conducen en la física, en fin de cuentas, a las mismas fórmulas. La probabilidad de mirar los fenómenos físicos desde distintos puntos de vista es una propiedad característica de la ciencia moderna. Aprender a hacerlo es la primerísima tarea del naturalista.

DENSIDAD DE ESTADOS

De manera completamente distinta se manifiestan la entropía y la temperatura en los sistemas en que rigen las leyes de la mecánica cuántica. En tales sistemas como, por ejemplo, el núcleo atómico, no es posible medir las coordenadas y momentos de las partículas (nucleones). Además, esto no le hace falta a nadie. El núcleo atómico se caracteriza por los valores de la energía que él puede tener[1], estos valores forman lo que se denomina el espectro del núcleo atómico.

Si el núcleo atómico recibió del exterior una gran cantidad de energía, por ejemplo, si él capturó un neutrón, entonces, después de este acto de captura él puede encontrarse con aproximadamente igual probabilidad en cada uno de los muchos estados "finales" posibles. El volumen del núcleo apenas cambia, de manera que la libertad de elección del estado final se limita a la elección de la

[1] Cada estado del núcleo se describe, además de la energía, por toda una serie de características: el espín, la paridad, etc. Sobre ellas no vamos hablar en detalle, pero ellas son importantes, ya que pueden existir muchos estados de una misma energía que se diferencien por otras características.

energía. El problema se hace parecido al del cálculo de las probabilidades en el espacio de velocidades. Sin embargo, en el caso del núcleo nada conocemos acerca de las velocidades de los nucleones. En cambio, sabemos que el núcleo posee muchos niveles de energía. En cada pequeño intervalo de energía (si la propia energía no es muy pequeña) están situados relativamente muchos niveles y podemos hablar del número de niveles Δn en el intervalo unitario de energías ΔE. La magnitud $\frac{\Delta n}{\Delta E}$ se denomina densidad de estados y se representa por $\rho(E)$. Se puede expresar la siguiente hipótesis: la probabilidad de encontrar al núcleo (después de la captura del neutrón) en cierto estado, es proporcional a la densidad de estados en el intervalo de energías en el cual cae el núcleo según la ley de conservación de la energía.

Si se escoge cierta densidad de nivel ρ_0 como patrón y se mide la densidad de niveles ρ en relación a esta unidad arbitrariamente escogida, entonces, según la fórmula de Boltzmann, para la entropía se obtiene:

$$S = k \ln \rho/\rho_0 .$$

Esta fórmula no muy exacta puede utilizarse para la descripción aproximada de sistemas con un número suficientemente grande de grados de libertad. Ella encontró, por ejemplo, una bonita aplicación en la descripción de las reacciones nucleares.

TEMPERATURA DE LOS NÚCLEOS ATÓMICOS

En 1937, Bohr propuso describir las reacciones nucleares con ayuda del modelo del núcleo compuesto o "compound". La idea de este modelo consistía en que la reacción que ocurre al chocar un neutrón con un núcleo se describe en dos etapas. La primera etapa consiste en la captura del neutrón por el núcleo. Si la energía del neutrón no es muy grande, éste la pierde rápidamente. El neutrón es atraído por el núcleo y esta energía de atracción se "despilfarra" entre los nucleones, de manera que dentro del núcleo se establece cierta distribución estadística. Mientras mayor sea la energía que llega al núcleo tanto más éste se "excita" y tanto mayor resulta la densidad de sus niveles, la cual crece muy rápidamente con la energía de excitación.

El núcleo no puede permanecer mucho tiempo en ese estado.

De manera similar a una gota de líquido calentada, el núcleo debe entregar su exceso de energía y enfriarse. Este exceso de energía lo llevarán consigo las partículas que se "volatilizan".

Este proceso puede ser descrito de una forma análoga a la vaporización en la superficie de una gota caliente. Las moléculas que se evaporan se distribuyen según Maxwell, con la sola diferencia que la distribución en este caso describe no al gas en reposo (como un todo) sino al haz[1] de moléculas que salen del líquido. Para describir el proceso de vaporización de las partículas del núcleo es necesario conocer la temperatura de éste. Pero nosotros conocemos solamente la energía de excitación y la densidad de niveles; la temperatura del núcleo no la podemos medir. Ningún instrumento conocido por los termometristas es adecuado, ni siquiera en principio, para realizar esa labor. En cambio, la temperatura del núcleo la podemos calcular.

Si excitamos un poco el núcleo, añadiéndole la energía ΔE, su entropía crecerá en:

$$\Delta S = \frac{\Delta E}{T},$$

puesto que el incremento de la energía del núcleo y la transferencia de calor al núcleo es lo mismo. Sustituyendo aquí el valor de ΔS, obtenemos[2]

$$\frac{1}{T} = k\frac{\Delta \ln\rho}{\Delta E},$$

o sea, el inverso de la temperatura es igual a la variación del logaritmo de la densidad de niveles con la energía de excitación. Mientras más fuerte sea la excitación, mayor será la densidad de niveles y mayor la temperatura del núcleo.

Es natural medir la temperatura del núcleo, no en grados Kelvin (en Kelvin) sino en unidades de energía, es decir, en joule, liberándonos al fin de la constante de Boltzmann k. Sin embargo, el joule es una unidad demasiado grande, por eso la temperatura (al igual que la energía de excitación del núcleo) se acostumbra a medir en millones de electrón-voltios: 1 MeV $= 1{,}6\cdot 10^{-6}$erg $=$ $= 1{,}6\cdot 10^{-13}$joule ó 1 MeV $= 10^{10}$K.

---

[1] En tal distribución aparece un factor extra v_z (z es la normal a la superficie) que tiene en cuenta el hecho, de que el flujo de partículas es proporcional al producto de la densidad por la componente z de la velocidad de las partículas.

[2] ρ_0 puede despreciarse por ser una constante.

Por supuesto que la aplicación al núcleo del concepto de temperatura no está muy fundamentada. El número de partículas en el núcleo no es grande y el núcleo no olvida por completo su historia. De todas formas, en muchos casos, el espectro de velocidades de los neutrones emitidos por un núcleo excitado se parece mucho al espectro de las moléculas que se evaporan de una gota caliente. Sólo que la temperatura que corresponde a la distribución de las partículas es muy grande. Puede demostrarse que la temperatura del núcleo crece aproximadamente como la raíz cuadrada de la energía de excitación y es (en unidades energéticas) del orden de 1–1,5 MeV para una energía de excitación de 10 MeV en la región de los núcleos con $A \approx 100$. Esto corresponde aproximadamente a 10^{10}K; de manera que el "vapor" neutrónico sobre el núcleo está en realidad muy caliente.

El ejemplo de la temperatura del núcleo es también interesante para nosotros porque en el núcleo dos magnitudes diferentes se miden en unidades de energía: la magnitud de la excitación y la temperatura, que muestra cómo varía la densidad de niveles al aumentar la energía de excitación. Precisamente esta diferencia entre cantidad de calor y temperatura era difícil de comprender para nuestros antepasados.

ESPINES EN UNA RED

Supongamos que tenemos una red cristalina, en cuyos nodos se disponen átomos idénticos e inmóviles. Sea que cada átomo posee momento angular – espín – y momento magnético ligado con el espín. Con anterioridad hemos hablado de un sistema de electrones parecido a éste.

Todo lo que necesitamos saber sobre los átomos es que, si la magnitud absoluta del espín del átomo es igual a $s\hbar$, entonces su proyección en la dirección del campo magnético no puede tomar cualquier valor, sino solamente $2S + 1$ valores, iguales a

$$-s\hbar,\ -(s-1)\hbar,\ \dots,\ (s-1)\hbar,\ s\hbar.$$

El momento magnético del átomo tiene la dirección de su espín y, por ello, su proyección sobre el campo magnético también toma $2s + 1$ valores.

Si denotamos la magnitud máxima de la proyección del momento magnético por $g\mu s$, entonces, sus posibles proyecciones

serán:

$$- g\mu s, \ - g\mu (s - 1), \ \ldots, \ g\mu (s - 1), \ g\mu s.$$

Designar el momento magnético mediante tres letras tiene sentido. μ es la unidad de medición. Si el momento magnético está ligado con los electrones (como en el modelo que examinamos anteriormente), entonces $\mu = \mu_0$, μ_0 es el magnetón de Bohr y el momento magnético gs se mide en magnetones de Bohr. Si el momento magnético está ligado con el núcleo, entonces $\mu = \mu_N$, el magnetón nuclear:

$$\mu_N = \frac{e}{2M_p c}$$

donde M_p es la masa del protón y el momento magnético se mide en magnetones nucleares. Los valores exactos de estas magnitudes son los siguientes:

$$\mu_0 = 0{,}578839 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{oersted}},$$

$$\mu_N = 3{,}1525 \cdot 10^{-12} \frac{\text{eV}}{\text{oersted}}.$$

Las unidades se han escogido de forma tal que al multiplicar el momento magnético por la magnitud del campo magnético se obtenga la energía en eV.

Finalmente, g es la relación entre el momento magnético y el momento angular, que se denomina razón giramagnética. Ella puede ser positiva y negativa. Para el protón $g = 2{,}8$, para el neutrón $g = -1{,}9$. algunos núcleos $g < 0$ (¡como para la Tierra!) y para otros $g > 0$.

En un campo magnético externo la energía del momento magnético del átomo es igual a $-mg\mu_0 H$, donde m toma uno de los $2s + 1$ valores:

$$m = -s, \ -s, \ +1, \ \ldots, \ s - 1, \ s.$$

Esta conclusión puede formularse de manera algo diferente. El núcleo en un campo magnético posee $2s + 1$ niveles de energía tales, que la diferencia de energía entre los niveles es constante y proporcional a la magnitud del campo magnético. Esta afirmación puede aceptarse sin tratar, en general, de descifrar los detalles de su demostración.

EQUILIBRIO DE LOS ESPINES Y TEMPERATURA

Supongamos que inicialmente no hay ningún campo magnético. Entonces el giro de los espines no influye sobre la energía y cada espín puede tener con igual probabilidad cualquiera de las $2s + 1$ proyecciones. Esta situación la representaremos convencionalmente dibujando sobre cada uno de los $2s + 1$ niveles de igual energía un mismo número de bolitas (fig. 25). Al conectarse el campo magnético, en el primer momento la cantidad de átomos en cada nivel no tiene tiempo de cambiar, aunque la energía de los niveles se hace diferente de acuerdo a la fórmula $\varepsilon_m = -mg\mu H$.

Si los átomos estuvieran completamente aislados, sus espines serían, como agujas magnéticas libres que no pueden detenerse pues para que se detengan es necesario que haya fricción con el punto de apoyo. En el caso de los átomos el rol de la fricción lo jugará su interacción con otros átomos, con los cuales intercambian energía. En esto consiste precisamente el proceso de establecimiento del equilibrio térmico. Como resultado, transcurrido cierto tiempo la distribución de los espines de los átomos según los niveles se describirá por una fórmula parecida a la de Maxwell. Concretamente, el número de átomos que se encontrarán en el m-ésimo nivel con una energía ε_m, será proporcional al ya conocido exponente

$$w(m) = Ae^{-\varepsilon_m/kT} = Ae^{\frac{mg\mu H}{kT}}.$$

El coeficiente A se determina de la condición de que el número total de átomos es fijo e igual, por ejemplo, a N:

$$A \sum_{m=-s}^{s} w(m) = N.$$

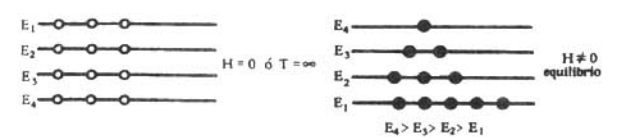


FIG. 25. *Distribución de los átomos sin campo magnético*

FIG. 26. *Espines en equilibrio térmico en un campo magnético*

Esta suma (que es una progresión geométrica de razón igual a $e^{g\mu H/kT}$) es fácil de calcular, pero nosotros no vamos a hacerlo en detalle.

La distribución de los espines de los átomos en equilibrio térmico se ilustra en la fig. 26.

Vemos que puede hablarse de la temperatura espinorial de los átomos. Esta es la magnitud que determina la ley de distribución de los espines según las distintas proyecciones en un campo magnético. Si la temperatura es muy grande ($T \to \infty$), entonces el exponente se hace igual a uno y todos los $w(m)$ serán iguales entre sí.

La distribución por niveles de los espines de los átomos en un campo magnético conduce casi enseguida a una paradoja inesperada.

TEMPERATURAS NEGATIVAS

Aunque siempre se afirma, y esta afirmación es correcta, que el cero absoluto representa la temperatura más baja posible, los físicos a menudo hablan también de temperaturas negativas.

Supongamos que el átomo tiene espín 1/2 y, correspondientemente, tiene en un campo magnético dos estados con $m = \pm 1/2$.

Si el momento magnético del átomo es positivo ($g > 0$), para la mayoría de los átomos los espines estarán dirigidos en dirección del campo. Incluso cuando $T = \infty$, como ya vimos, las probabilidades de ambas direcciones solamente se igualan. Esto significa que, por mucho calor que se entregue al sistema, no es posible lograr que los estados de mayor energía se encuentren más frecuentemente – estén más "poblados" – que los estados de menor energía. De todas formas tal población inversa puede lograrse con ayuda de una pequeña astucia. Para ello es necesario invertir rápidamente la dirección del campo magnético. Para describir la nueva situación es necesario cambiar H por $-H$ en todas las fórmulas. Pero esto es lo mismo que sustituir T por $-T$. La distribución de los espines

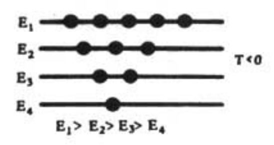


FIG. 27. *Distribución a temperatura negativa*

después del "viraje" del campo tendrá un aspecto tal, como si su temperatura fuera negativa. Los niveles de mayor energía estarán más poblados (fig. 27).

Lo que no era posible hacer extrayendo calor, resultó relativamente sencillo de realizar dirigiendo el campo magnético. El sistema tiene pocos niveles y permutarlos de lugar resultó posible.

¿Qué ocurrirá después con este sistema? Está claro que el sistema de espines regresará al estado de equilibrio térmico. Los espines de los átomos darán la vuelta gracias a la interacción electromagnética entre los átomos. El exceso de energía pasará a otras partes del sistema y los espines de los átomos se distribuirán tal como deben hacerlo a la temperatura T. Este proceso se parece mucho a la transmisión de calor: el exceso de energía se entrega a las partes más frías del sistema. El exceso de energía surgió, por supuesto, cuando al sistema de espines se le añadió energía al invertir la dirección del campo magnético.

Este resultado puede describirse más formalmente. Para ello, escribamos la relación entre las "poblaciones" de dos niveles:

$$\alpha = \frac{w(\varepsilon_1)}{w(\varepsilon_2)} = e^{-\Delta/kT}$$

donde $\Delta = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ es la diferencia de energía de los dos niveles. De esta fórmula se ve, que en situación "normal" cuando T varía de 0 a ∞, α varía de 0 a 1; al intervalo de variación de α de 1 hasta ∞, cuando el nivel superior está más poblado, hay que yuxtaponer los valores de T, de $-\infty$ a 0. La población se describe por una función discontinua de T; a iguales poblaciones de los dos niveles corresponden dos valores de la temperatura $T = \pm\infty$, puesto que $\alpha(\pm\infty) = 1$.

De esta manera, la población relativa del nivel superior (la magnitud α) se describe por la temperatura de forma algo paradójica. La población crece cuando la temperatura aumenta de cero a infinito. Pero $T = \infty$ no corresponde al mayor valor de α. La población puede crecer aún más (de 1 a ∞) si la temperatura crece, permaneciendo negativa, de $-\infty$ a 0. En este sentido puede decirse que las temperaturas negativas son "más altas" que $T = \infty$. La descripción del comportamiento de α sería más sencilla si utilizáramos la magnitud inversa a la temperatura: $\beta = 1/T$. No es difícil ver que cuando α varía de 0 a ∞, β disminuye monótonamente, sin ningún tipo de salto, de ∞ a $-\infty$. La "temperatura inversa" $1/T$ a menudo resulta una magnitud más cómoda.

La población "invertida" de los niveles se utiliza en la técnica del láser.

Cuando se tienen solamente dos niveles la temperatura se determina simplemente por el logaritmo de la relación de las poblaciones. Sin embargo, si se tienen muchos niveles la situación se complica. Una población "anormal" de los niveles está lejos de poder ser siempre descrita por un solo parámetro, la temperatura.

Si puede cambiarse la energía de todos los niveles ε_m por $-\varepsilon_m$ entonces el concepto de temperatura negativa tiene un sentido preciso. Precisamente así ocurren las cosas para la energía de los espines en un campo magnético. Hemos visto que si el espín del atomo es igual a s, entonces el sistema posee $2s + 1$ estados cuyos *valores de la energía forman una progresión aritmética. Los* intervalos entre los niveles son idénticos y el cambio de H por $-H$ modifica sólo el orden de los niveles, sin alterar la distancia entre ellos, de manera que el esquema de niveles no se deforma. Precisamente por esto hemos analizado el ejemplo con el momento magnético.

Si el esquema de niveles no es tan sencillo y los intervalos entre niveles son diferentes, entonces no podemos de forma simple "invertir" la población de los niveles y, en rigor, las temperaturas negativas para tal sistema carecen de sentido. Sin embargo, también en este caso puede hablarse de temperaturas diferentes en diferentes partes del espectro de niveles, escogiendo estas partes de forma tal que dentro de ellas puedan considerarse iguales los intervalos entre niveles. En este caso puede hablarse de diferentes temperaturas en diferentes partes del espectro. El establecimiento del equilibrio aquí también consiste en el cambio de la población hacia la distribución normal, de equilibrio. De nuevo el segundo principio de la *termodinámica nos señala la dirección de los flujos térmicos, nos* muestra qué partes del espectro perderán energía y cuáles la adquirirán.

El caso de los intervalos desiguales está muy difundido en los espectros de los átomos donde el momento magnético de los átomos tiene una naturaleza compleja, puesto que es creado por el movimiento de muchos electrones y por sus espines. El concepto de temperaturas negativas se ha convertido en un importante concepto en la óptica y, especialmente, en la física del láser.

Para todos los razonamientos efectuados es muy importante que el sistema puede tener un espectro limitado de niveles energéticos. Sólo en este caso el sistema posee, además de un nivel inferior a todos, también un nivel superior a todos y este sistema se puede "invertir", sustituir T por $-T$, y obtener un cuadro que corresponde formalmente a $T < 0$.

Para el movimiento de traslación, cuya energía puede variar de

0 hasta ∞, las temperaturas negativas son imposibles, pues para tales sistemas no es posible crear una distribución que responda a una temperatura negativa.

BAJAS TEMPERATURAS

El interés por la obtención de bajas temperaturas surgió no sólo por consideraciones prácticas. A los físicos hace mucho que les interesa la cuestión de si es o no posible convertir en líquidos gases tales como el aire, el oxígeno, el hidrógeno. El comienzo de esta historia se remonta a 1877.

Casi cien años antes de esta fecha, en 1783 Lavoisier escribió:

"... si pudiésemos transportar la Tierra a una región muy fría, por ejemplo a la atmósfera de Júpiter o Saturno, entonces todos nuestros ríos y océanos se convertirían en montañas. El aire (o, al menos, algunas de sus componentes) dejaría de ser invisible y se convertiría en líquido. Transformaciones de tal tipo haría posible la obtención de nuevos líquidos, de los cuales hasta ahora no tenemos ninguna noción".

Lavoisier no veía otra vía para licuar el aire que transportándolo a otro planeta más frío.

Obtener calor era algo común, pero "producir" frío no lo permitía ni siguiera la fantasía.[1)]

En 1877 el ingeniero de montaña Cailletet encontró una gota de acetileno líquido en un recipiente de laboratorio en el cual inesperadamente se abrió un salidero. La disminución abrupta de la presión provocó la aparición de una niebla. Casi en esos mismos dias Pictet comunicó desde Ginebra la liquefacción consecutiva, en cascada, de diferentes gases, que culminó con la obtención de oxígeno líquido a la temperatura de – 140°C y a la presión de 320 atmósferas. La temperatura en los experimentos de Cailletet se estimaba de unos – 200°C. Los técnicos se pusieron a construir aparatos refrigerantes. En 1879 de Australia a Inglaterra se envió el primer frigorífico, cargado de carne. Por lo visto, una de la primeras patentes para una instalación refrigerante que data de

---

1) Recuerden "La reina de nieve" de Andersen. Incluso ella no podia producir frío y estaba obligada a vivir en el norte.

1887 fue otorgada a Siemens[1]. Pero estas instalaciones daban poco frío. El aire líquido fue obtenido por Claude en 1902. Todos los métodos de licuación se basaban en el enfriamiento de los gases al dilatarse y realizar trabajo (en un motor de pistón de turbina) en la expansión en el vacío, cuando el trabajo se realiza contra la fuerza de atracción de las moléculas dentro del propio gas.

En esta historia es necesario recordar a Dewar que en 1898 obtuvo hidrógeno líquido, bajando la temperatura hasta unos 129K. Finalmente en 1908, Kamerlingh Onnes en Holanda obtuvo también helio líquido. La temperatura por él obtenida se diferenciaba solo en 1° del cero absoluto.

En 1939 P.L. Kapitza demostró la gran efectividad de las máquinas licuadoras, en las que el gas realiza el trabajo con ayuda de una turbina. Los turbodilatadores han recibido desde entonces gran difusión. Kapitza también propuso la construcción de una eficiente instalación para licuar helio.

ENFRIAMIENTO MAGNÉTICO

El esquema de los niveles de los átomos en los cristales nos ayudará a comprender un interesante método de enfriamiento, que es posible idear sólo si se conoce bien la mecánica cuántica.

A bajas temperaturas se interrumpe casi todo movimiento, el de traslación, el de rotación. Sin embargo, incluso a temperaturas menores que 1° K, los espines de los átomos siguen comportándose como los átomos de un gas ideal. Ellos intercambian energía entre sí (aunque débilmente) y sus posiciones en el espacio (sus proyecciones en la dirección del campo magnético) pueden variar casi libremente. En elementos tales como las tierras raras, los electrones llenan las capas internas de los átomos y sus espines apenas sienten a los demás electrones. Por consiguiente, también los momentos magnéticos se comportan como si estuvieran libres.

En esta propiedad de los electrones se basa un método de obtención de temperaturas superbajas, el enfriamiento magnético.

Si se aplica un campo magnético a un cristal en el cual entran átomos de tierras raras y nos ocupamos de que el cristal no se caliente (es decir, se conecta el campo isotérmicamente), entonces, como se ha dicho, pasado cierto tiempo todos los momentos magnéticos (si ellos son positivos, es decir, si $g > 0$) se dispondrán según el campo, digamos, señalando hacia el sur. Si ahora se

[1] En 1888 fue construida en Astraján una gran máquina refrigerante para la congelación de pescado.

desconecta rápidamente el campo magnético, surge un cuadro poco frecuente. No hay campo, todos los espines están dirigidos en una dirección y no distribuidos caóticamente, como debiera ocurrir en el equilibrio térmico. Cierto que hemos supuesto que, además del movimiento de los espines, en el sistema no ocurre nada, hemos despreciado el movimiento de los átomos y sus oscilaciones. Ahora debemos precisar el cuadro. Los átomos en la red cristalina en realidad oscilan, puesto que la red posee cierta temperatura *T*. La intensidad de las oscilaciones se determina precisamente por este valor de *T*. El movimiento de los átomos se trasmite también a los espines, ya que al moverse las cargas crean un débil campo magnético variable. Por eso los espines no se encuentran en total aislamiento, sino en un termostato que tiene la temperatura *T*.

Cuando, con ayuda de un campo magnético exterior, todos los espines se orientan en una misma dirección, surge un orden que no puede conservarse sin el campo. Los espines deben variar su dirección (como resultado de su interacción con los átomos que oscilan) y tienden a disponerse caóticamente, de manera tal que cualquiera de sus proyecciones se encuentre con igual probabilidad. En este proceso debe originarse un intercambio de energía entre los espines y las oscilaciones de los átomos.

Sin embargo, a primera vista es difícil comprender en qué dirección se trasmitirá la energía, si las oscilaciones de los átomos se harán más fuertes o se debilitarán. Para responder a esta pregunta hay que acudir a la ayuda de la entropía. La entropía de los espines deberá crecer. Esto significa que debe surgir un flujo de calor de la red (de las oscilaciones de los átomos), que se encuentra en equilibrio térmico, hacia los espines, los espines regresarán al estado caótico y las oscilaciones de los átomos se amortiguarán un poco.

Esto significa que el cristal se enfrió. Así se deduce de la teoría. En la fig. 28 se representa esquemáticamente cómo varían la temperatura y la entropía en tal sistema. La curva superior describe

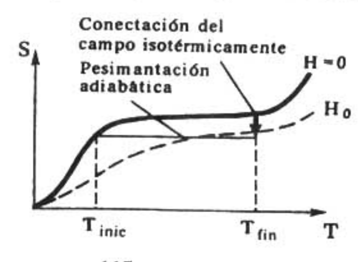


FIG. 28. *Desimantación adiabática. La entropía como función de la temperatura sin campo* ($H = 0$), *y en un campo* ($H = H_0$)

la dependencia de la entropía del cristal de la temperatura cuando la magnitud del campo es igual a cero. La curva inferior describe esa misma dependencia cuando el campo magnético está conectado. Cuando el campo se desconecta rápidamente, de manera que la entropía del cristal no cambie (esto es lo que se llama desimantación adiabática), entonces la temperatura cae, porque los puntos de igual valor de S se encuentran en distintas curvas a diferentes T. Los experimentos confirmaron las predicciones. ¿Hubiera sido posible idear este método de enfriamiento sin conocer los detalles de la teoría?

El método de enfriamiento magnético fue propuesto en 1926 por Giauque en EE.UU. e, independientemente (incluso algunas semanas antes), por Debye en Alemania. Con este método fueron alcanzadas temperaturas hasta de unas 0,003 K. Obtener temperaturas más bajas por este método no es posible ya que los espines dejan de moverse libremente; su orientación (todos apuntan en una dirección), que surge como resultado de la interacción entre ellos (como entre las agujas de brújula situadas una al lado de la otra), no se destruye por el débil movimiento térmico de los átomos.

Es posible descender aún más por la escala de temperaturas, si se utilizan campos magnéticos muy fuertes, del orden de decenas de miles de oersted. En tales campos se puede orientar los momentos magnéticos de los núcleos y repetir todas las operaciones con los núcleos.

En 1956 Simon obtuvo de esta manera la temperatura de 0,000016 K. Lamentablemente este record no es completamente real. Los espines nucleares interactúan muy débilmente con los

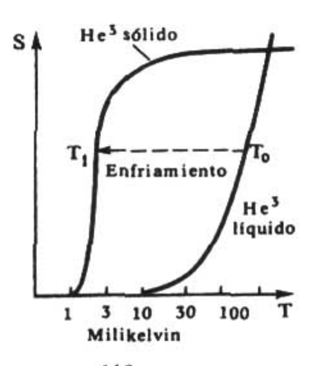


FIG. 29. *Entropía del He^3 en las fases líquida y sólida*

electrones (esta interacción en espectroscopia se denomina hiperfina) y a ellos les es casi imposible obtener entropía de la red. En realidad, los núcleos se calientan lentamente y la temperatura de la red no varía pues a ésta le da tiempo a recuperar el calor perdido en el medio ambiente (a pesar de los muchos artificios de los experimentadores). El camino hacia la región de los milikelvin (milésimas de grado) parecía cerrado. ¿Cómo enfriar hasta 0,001 K y menos, no un sistema ilusorio de espines sino un pedazo de sustancia?

¡Resultó que también esto es posible! La disolución de sal disminuye la temperatura de la solución. Este efecto simple y bien conocido ayudó a los físicos. Resultó que si se diluye helio gaseoso de peso atómico 3 (helio-3) en helio líquido corriente, entonces la temperatura de la solución disminuye. Así se obtienen temperaturas de hasta 0,001 K.

Pero hay un método más ingenioso, que fue ideado por I. Pomeranchuk. Este método también está ligado al helio-3.

Para comprender en qué consiste este método hay que dibujar las curvas de la entropía de las dos fases del helio-3 – la sólida y la líquida – en la cercanía del cero absoluto (fig. 29). Según la mecánica en el cero absoluto todos los sistemas se encuentran en el estado básico y la entropía de este estado es igual a cero[1] y la energía es mínima. En el cero absoluto, y esto es muy importante, la entropía de ambas fases, la líquida y la sólida, es la misma, el tránsito de una fase a otra ocurre sin variación de la entropía y sin variación de la energía. Esta propiedad fue postulada por Nernst y es una de las formulaciones del tercer principio de la termodinámica.

Para el método de Pomeranchuk es importante el hecho de que las curvas están situadas de forma tal, que la entropía de la fase sólida es mayor que la entropía de la fase líquida. Si las curvas se dispusieran de otra manera, el método no existiría.

La esencia del método puede comprenderse de la figura. Si se conduce el proceso de enfriamiento comprimiendo adiabáticamente el líquido y pasándolo a la fase sólida, la temperatura del helio-3 como se ve en la figura disminuirá. Se ha obtenido así la temperatura de 1 mK. A 2 mK el helio-3 líquido se torna, como el helio-4, superfluido y en esta región se ha abierto ahora un mundo extraordinariamente complejo e interesante de fenómenos físicos. Su

[1] Más exactamente, ella se reduce a una constante, idéntica para ambas fases. La comparación de los valores absolutos de la entropía de sustancias diferentes que no se transforman la una en la otra carece de sentido.

descripción, lamentablemente, se sale de los marcos de nuestro tema.

Exteriormente, el método de Pomeranchuk se parece al enfriamiento magnético. En realidad, esta analogía es aún más profunda. Todo el efecto está ligado con que los núcleos de helio-3 poseen espín (los núcleos de helio-4 común no tienen espín). En el helio-3 líquido a temperaturas muy bajas los espines se ordenan. Los espines de los átomos situados cerca uno de otro tienden a colocarse paralelamente como las agujas magnéticas. Este alineamiento, por supuesto, no se extiende muy lejos, pero, no obstante, en el helio-3 líquido existe de todas maneras un ordenamiento de los espines, mientras que en el helio-3 sólido estos espines están "regados" en desorden hasta temperaturas cercanas a 0,003 K. El tránsito del estado líquido al sólido, se parece por eso a la desconección adiabática del campo magnético (los espines se dispersan) y el tránsito inverso, a la magnetización. La entropía de la fase sólida (a una misma temperatura) es mayor que la entropía del líquido debido a los espines. En realidad el cuadro de la distribución de los espines en el helio-3 sólido es más complejo, pero para explicar el efecto es suficiente el esquema aproximado descrito.

La física de las bajas temperaturas ha entrado ahora en una nueva época. La región de los milikelvin promete aún muchas sorpresas.

Pero la región de los milikelvin ya no se encuentra en la frontera de las posibilidades humanas. Los físicos han descendido aún más. El último récord pertenece al físico finlandés Lounasmaa. Su récord es de 50 nanokelvin, es decir, $5 \cdot 10^{-9}$K. ¿Qué física es la que se nos abre en la región de los nanokelvin, en la región donde todos los tipos de movimiento, de acuerdo con la mecánica clásica, deberían interrumpirse por completo? Pero la Naturaleza está diseñada de manera mucho más interesante.

La región del frío profundo, muy profundo, resulta ser la región en la que reinan los efectos de la mecánica cuántica. El país de "La reina de nieve", es el país de las leyes cuánticas, caprichosas y extraordinarias para nuestro punto de vista de seres de "sangre caliente".

UN PROBLEMA PARA ENTRETENERSE

Ya hemos hablado mucho de la temperatura y los procesos térmicos. Puede ser que el lector haya comprendido cuán difícil fue encontrar en los procesos de transmisión del calor la entropía

y cómo su aparición en la física transformó toda la ciencia. Seguramente será útil ver, en un ejemplo sencillo, cómo trabajan en pareja la temperatura y la entropía. Ilustremos la noción de energía en la hidrodinámica.

Imaginemos dos piscinas, en las cuales los niveles del agua son diferentes. El agua puede fluir de una piscina a la otra. Coloquemos entre las piscinas una turbina, la cual, como un acumulador, "recogerá" energía, por ejemplo elevando una carga a cierta altura. Proveámonos también de una bomba, la cual, si hace falta, puede bombear el agua en dirección contraria. Hemos obtenido un modelo primitivo de central hidroeléctrica. Si no hay pérdidas por fricción (lo cual, por supuesto, nunca ocurre), entonces es fácil comprender que el agua fluirá de una piscina a la otra hasta que se igualen los niveles. La energía potencial del agua pasa a energía potencial de la carga. Si se hace descender la carga, entonces con ayuda de la bomba es posible hombear en dirección contraria toda el agua que descendió. Por supuesto que bombear todo el agua en realidad no será posible, habrá ciertas pérdidas, pero nosotros las despreciaremos, y consideraremos que nuestra instalación es reversible.

Si no hubiese turbina, los niveles de agua de todas formas se igualarían, lo único que toda la energía se transformaría inútilmente en calor y no habría con que bombear el agua en dirección contraria. Habiendo acumulado la energía, podemos utilizarla con distintos fines. Se puede, en particular, bombear el agua de una tercera piscina, situada aún más abajo, hasta la piscina más alta. En pocas palabras, se puede hacer todo lo que permite la ley de conservación de la energía.

Construyamos ahora una máquina térmica, lo más cercana posible a la instalación que acabamos de describir.

Tomemos tres cubos hechos de un mismo material y de iguales dimensiones. Supongamos que los cubos se calientan hasta distintas temperaturas, dos de ellos hasta 300 K y uno hasta 100 K. Además de los tres cubos tenemos también la máquina térmica, que puede trabajar en cualquier desnivel de temperatura. ¿Hasta qué temperatura máxima puede calentarse uno de los cubos?[1)]

Tomemos inicialmente dos cubos con temperaturas de 100 y 300 K y apretemos fuertemente uno contra el otro. La temperatura de los cubos se igualará. Si, por simplicidad, suponemos que la capacidad calorífica de los cubos es igual a la

---

[1)] Este problema fue propuesto en un examen en Cambridge. Está incluido en el libro "El científico instruido", publicado en 1979 por la editorial "Naúka" (p. 101, problema 169)

unidad y no depende de la temperatura, entonces la temperatura final será de 200 K, pero parte de la energía se pierde sin ningún provecho. Si se conecta la máquina térmica, entonces, por lo menos, esta parte de la energía podría convertirse en trabajo.

Para averiguar cuánto trabajo se puede obtener hay que utilizar el segundo principio. El máximo trabajo se obtendrá si el proceso es reversible, es decir, si la entropía de todo el sistema no aumenta y por lo tanto se cumple la condición

$$\frac{|Q_1|}{T_1} = \frac{|Q_2|}{T_2}.$$

Recordemos que Q_1 es el calor obtenido del cuerpo caliente a la temperatura T_1 y Q_2 es el calor entregado al cuerpo frío a la temperatura T_2. Cuando del cuerpo caliente se tomó el calor Q_1, la temperatura de éste debió disminuir en

$$\Delta T_1 = -\frac{Q_1}{c} = -Q_1,$$

puesto que la capacidad calorífica $c = 1$. Exactamente de la misma manera, la temperatura del cuerpo frío se eleva cuando se le entrega el calor Q_2 en la magnitud

$$\Delta T_2 = Q_2.$$

Ahora hay que utilizar la condición de reversibilidad del proceso que fue escrita anteriormente. Sustituyamos en ella las expresiones para Q_1 y Q_2 y reescribámosla en la forma

$$T_1 \Delta T_2 + T_2 \Delta T_1 = 0.$$

Esta condición puede escribirse también de otra manera:

$$(T_1 + \Delta T_1)(T_2 + \Delta T_2) = T_1 T_2,$$

si se desprecia la pequeña magnitud $\Delta T_1 \cdot \Delta T_2$. Esta igualdad significa que después de que, como resultado de un proceso reversible, las temperaturas T_1 y T_2 variaron en ΔT_1 y ΔT_2 respectivamente (está claro que ΔT_1 y ΔT_2 tienen signos diferentes, si T_2 crece, T_1 disminuye), el área del rectángulo de lados T_1 y T_2 permanecía constante:

$$T_1 T_2 = \text{const.}$$

Esta relación debe satisfacerse por las temperaturas de los cubos al principio y al final del proceso, si éste es reversible.

Ahora tenemos todo lo necesario para los cálculos. Comencemos por construir una máquina térmica con dos cubos

que tienen $T = 300$ K y 100 K. Cuando en el proceso reversible sus temperaturas se igualen, la temperatura final T se determinará por la relación

$$T_1 T_2 = T^2.$$

Lo cual significa que $T = (300 \cdot 100)^{1/2} \approx 173$ K.

Una continuación sencilla consistiría en convertir en calor el trabajo obtenido en la primera etapa y entregárselo al tercer cubo. La temperatura de éste se elevaría entonces hasta 354 K.

Esto se deduce de la ley de conservación de la energía, el primer principio de la termodinámica. La energía de nuestros cubos es numéricamente igual a sus temperaturas, por lo que el trabajo acumulado en la primera etapa será igual a

$$A = 300 + 100 - 2 \cdot 173 = 54.$$

Sin embargo, esta solución no es correcta. La respuesta correcta consiste en que se debe utilizar el trabajo almacenado para el funcionamiento de un refrigerador, enfriando el sistema de dos cubos desde $T = 173$ K y calentando el cubo desde $T = 300$ K.

Esta nueva etapa se describe, no por la condición $T_1 \cdot T_2 =$ = const, sino por otra condición

$$T_3 T^2 = \text{const}.$$

La aparición del cuadrado de T está relacionada con que el enfriamiento del sistema de cubos se describe por la condición $Q =$ $= -2\Delta T$, esto es

$$\Delta S = -\frac{2\Delta T}{T},$$

y por la ecuación de Carnot, que se transforma en

$$2T\Delta T_3 + T_3 \Delta T = 0.$$

Razonando casi igual como antes, obtenemos la condición ya escrita $T_3 T^2 = \text{const}$. Designando las temperaturas finales por x e y, obtenemos:

$$T^2 T_3 = x^2 y.$$

Una sola ecuación para dos temperaturas es poco. La segunda ecuación la da el primer principio:

$$A + 2T + T_3 = 2x + y.$$

Sustituyendo los valores de A, T y T_3 obtenemos el sistema:

$$x^2 y = (300)^2 \cdot 100,$$

$$x + 2y = 700.$$

La solución puede encontrarse con varias pruebas. Al final obtenemos:

$$x = 150, \quad y = 400.$$

De manera que la temperatura del cubo caliente puede llevarse hasta 400 K, enfriando los otros dos hasta 150 K.

OTRA SOLUCIÓN

Todos los razonamientos pueden hacerse más cortos y, lo que es más importante, casi automáticamente, si utilizamos la entropía. La entropía para el cubo, si su capacidad calorífica es constante, será igual a

$$S = k \ln T + C$$

donde C es una constante que no depende de la temperatura[1)].

La condición de reversibilidad significa, que la entropía del sistema, que consta de tres cubos, no varía. El máximo calentamiento de uno de los cubos se alcanza, evidentemente, cuando la temperatura de los otros dos se iguala (en caso contrario con ayuda de ellos se podría obtener aún más trabajo). Recordando que la entropía de los cubos se suma, obtenemos

$$\ln x + \ln x + \ln y = \ln 300 + \ln 300 + \ln 100$$

ó

$$x^2 y = (300)^2 \cdot 100$$

es decir, la primera ecuación, que fue obtenida por un camino más largo. La segunda ecuación, naturalmente, se queda como antes.

Si tratamos nuevamente de comparar el problema de los tres cubos con el de las tres piscinas, vemos que el rol de la energía potencial lo juega el logaritmo de la temperatura, la entropía y en lugar de una sola ley de conservación de la energía, aparecen los

---

[1)] Esta expresión la obtuvimos para el gas ideal. En la deducción se utilizó una sola propiedad del gas, la independencia de la capacidad calorífica de la temperatura. Por eso, ella es válida en nuestro caso.

dos principios de la termodinámica: el primero determinó la suma de las temperaturas, el segundo, la suma de sus logaritmos[1]. Lo principal en el problema de los tres cubos es que, de ninguna manera se puede disminuir la temperatura del cubo más frío, esto lo prohibe el segundo principio. En el problema de las piscinas, el trabajo obtenido de una turbina, puede utilizarse para disminuir el nivel del agua en la tercera piscina, situada en el más bajo nivel. Comparar ambos problemas es muy útil.

Como complemento a todo lo anterior, podemos recordar lo que se dijo sobre las bajas temperaturas. La fórmula $S = k \ln T$ no puede ser cierta si la temperatura es baja. Cerca de $T = 0$, la entropía no puede tender a $-\infty$, sino que debe tender a 0, puesto que cualquier sistema con $T = 0$ se encuentra en un estado ordenado y su entropía debe desaparecer. Por eso, hay que ser cuidadoso en cuanto a qué temperaturas se consideran. Para las temperaturas escogidas en el problema todo sale bien.

RADIACIÓN DEL CUERPO NEGRO

En los años en que aún era popular la teoría del calórico, provocaba grandes discusiones la cuestión de a dónde se iba el calórico, cuando el calor se gasta en radiación.

En el ciclo de Carnot el calor se lo sacaba al calentador el gas en dilatación. El calor en el gas se gastaba en el aumento de la energía cinética de sus moléculas, así que el proceso físico de transmisión de calor, cómo y a quién se trasmite, era comprensible y sencillo (por supuesto después que la teoría cinética de los gases se asentó en la física). Pero el calor se trasmite de un cuerpo a otro no sólo cuando se ponen en contacto. El Sol trasmite calor a la Tierra a través del vacío cósmico. Ya Arquímedes sabía, que pueden enfocarse los rayos térmicos con ayuda de enormes espejos. Muchos físicos del siglo XVIII[2] experimentaron con el enfoque de

[1] La condición de iguales masas de los cubos en el problema de las piscinas corresponderá a la identidad de las superficies de las piscinas.

[2] En 1778 en el libro de Scheele "Sobre la luz y el fuego", por primera vez apareció el término "calor radiante". Scheele notó, que además del calor que se eleva sobre el fuego junto con el aire, está el calor que percibimos cuando nos paramos de cara al fuego. Pero el calor era detenido por una ventana y la luz no y por mucho tiempo ésto colocó a los científicos en un callejón sin salida. "La luz y el calor, de todas maneras, son cosas diferentes", concluían ellos.

los rayos térmicos. En fin de cuentas, ellos decidieron que la luz y el calor son fenómenos de un mismo tipo y por ello el calor, como la luz, es la oscilación del éter. La equivocación tardó en desaparecer.

La Naturaleza a veces jugaba con los físicos historias cómicas. Cuando todos se convencieron de que para la propagación de la luz hace falta el éter, éste resultó superfluo. Cuando los físicos estuvieron convencidos de que el calor es calórico, que existe por sí mismo y que no necesita portador alguno, resultó que no hay ningún calórico y que el calor se trasmite por las ondas electromagnéticas.

Pero si la luz es portadora de calor, entonces ella puede, en principio ser utilizada como cuerpo de trabajo en una máquina térmica. La luz debe entonces tener energía (esto es fácil de entender), entropía y temperatura. Más aún, para la luz debe tener sentido el equilibrio térmico.

Si tuviera razón Newton y la luz constase de partículas separadas, entonces su descripción como un gas ideal tendría grandes posibilidades de éxito. Pero, aunque la luz consta de fotones, no es posible decir cuántos fotones se encuentran en un volumen dado, pues los fotones se absorben y se emiten por las paredes y su número no se puede determinar. Como veremos, incluso el número medio de ellos depende de la temperatura.

Un cuerpo calentado emite luz. A bajas temperaturas emite radiación infrarroja[1], a altas temperaturas, luz visible, en el cosmos las galaxias emiten en la región de los rayos X e incluso, en la región de los rayos γ. *La radiación de cualquier fuente se describe* por las propiedades del espectro, es decir, dando la energía que corresponde a sus distintas partes. La función de distribución para la radiación *tiene un sentido parecido al de la función de distribución* de los átomos por velocidades. Si se comienza con histogramas, esto es, con diagramas que muestran cuánta energía se *encierra en el intervalo del espectro de ancho $\Delta\nu$ alrededor de ν*, después este histograma puede sustituirse por una función continua y hablar de la densidad de la energía de radiación.

El concepto de temperatura de radiación y de función de

---

[1] Puede recordarse que la radiación de un cuerpo caliente contiene, en general, todas las frecuencias, pero la parte principal de la energía está acumulada en una parte relativamente estrecha del espectro. *Dónde se encuentra este tramo del espectro (dónde tiene el espectro su* máximo) y cuál es su forma, este es un problema, del cual se ocuparon los físicos a finales del siglo XIX.

distribución para el espectro de radiación de un cuerpo calentado fue el primer éxito de la nueva física. Se gastó mucho trabajo en poder utilizar la idea de equilibrio térmico para describir la radiación. El asunto comenzó con que se introdujo para su consideración un volumen cerrado, en el que se encuentran ondas electromagnéticas. Las ondas pueden emitirse y absorberse por las paredes del recipiente, que poseen una temperatura *T* determinada, que de alguna manera se mantiene todo el tiempo.

Ahora a un recipiente así se le llama resonador; en un resonador comúnmente se crea un campo electromagnético con un espectro muy estrecho, casi monocromático, pero es posible "desorganizar" el resonador de tal forma, que en él caigan ondas de la más diversa frecuencia.

El calor radiante, según la terminología del siglo pasado, saldrá todo el tiempo de las paredes interiores del resonador, pero cómo las paredes no pueden entregar su energía sin fin, a fin de cuentas se establecerá el equilibrio termodinámico, determinado por una única magnitud *T*. En el estado de equilibrio, la energía que se emite por las paredes debe compensarse exactamente con la energía que las paredes absorben. La compensación debe cumplirse para cada intervalo de frecuencias de la radiación. Es natural considerar, que en el equilibrio la radiación tiene la misma temperatura *T* que las paredes.

De las consideraciones más generales, se puede afirmar que el campo electromagnético dentro del resonador es un sistema igual al gas ideal en el sentido que el campo intercambia energía con las paredes (la radiación se absorbe y se emite) y que este proceso conduce al establecimiento del equilibrio térmico, termodinámico.

Cuando este problema fue formulado, su solución parecía al principio muy difícil. Fue aquí precisamente donde se desencadenó la catástrofe que quedó en la historia con el nombre de ultravioleta.

CATÁSTROFE ULTRAVIOLETA

El primer intento consistió en simular los átomos en las paredes del recipiente por un gas o, más exactamente, un conjunto de cargas vibrantes-osciladores, cada uno de los cuales, como se establece por el teorema de Maxwell, tiene una energía media igual a kT (la mitad de esta cantidad corresponde a la energía cinética y la mitad a la energía potencial). Después de esto, era posible, utilizando los métodos de la termodinámica calcular también la

densidad de la energía de radiación. El número de osciladores, Rayleigh (que fue el primero que dedujo la fórmula) lo consideraba proporcional a $\nu^2 \Delta\nu$ para cada intervalo de frecuencias. La fórmula de Rayleigh se obtiene por computación del número de posibles oscilaciones diferentes de los átomos. Pero en éste surgen dificultades con el teorema de equipartición. Asignando a cada oscilador una energía igual a kT, Rayleigh obtuvo, para la densidad de energía de la radiación que se encuentra en equilibrio con las paredes, la fórmula que lleva el nombre de fórmula de Rayleigh–Jeans:

$$f(\nu)\,\Delta\nu = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}\Delta\nu.$$

A bajas frecuencias esta fórmula concuerda con el experimento, pero con el aumento de la frecuencia, el número de osciladores crece sin límite y, si a cada oscilador le vamos a asignar la energía kT, entonces la energía de radiación resulta infinita. El campo electromagnético, si se le considera desde las posiciones de la teoría cinética de los gases resulta insaciable: por mucha energía que le entregara la pared, esta energía se transformaría siempre en oscilaciones de mayores y mayores frecuencias. El equilibrio termodinámico entre el campo electromagnético y la pared resultaba imposible en los marcos de la física clásica.

Wien hizo un intento de arreglar el asunto. El se interesó por la fórmula de distribución de la energía en el tramo ultravioleta del espectro y encontró, que la cantidad de energía en él se describe bien por la fórmula (nuevamente en el intervalo de frecuencias de ν a $\nu + \Delta\nu$)

$$a\nu^3 e^{-\frac{b\nu}{T}}\Delta\nu,$$

donde a y b son ciertas constantes. El sentido de esta fórmula no estaba clara. Ella no guardaba ninguna relación con la teoría cinética y a bajas frecuencias era inservible. Se creó una situación extraña. Una fórmula era buena desde el punto de vista teórico, pero conducía a un absurdo; la segunda se las arreglaba con la catástrofe a altas frecuencias, pero era, evidentemente, incorrecta a bajas frecuencias. En alguna parte de los razonamientos había un defecto. El defecto estaba en los fundamentos de la teoría y la lógica no podía aydar a encontrarlo. Hacía falta romper la lógica. Esto fue lo que hizo Planck.

UNA NUEVA CONSTANTE UNIVERSAL

La llave del enigma estaba escondida en la fórmula de Wien. En ella salta de inmediato a los ojos la aparición de una nueva constante *b* en el numerador del exponente. En aquellos tiempos nadie multiplicaba la temperatura por la constante de Boltzmann (como dijimos, ella fue introducida sólo por Planck). Pero si el índice exponencial se escribe en la forma $b\nu/T = bk\nu/kT$, entonces en lugar del coeficiente *b*, en la fórmula para la distribución entra el nuevo coeficiente *bk*. La dimensión del coeficiente *bk* es de energía × tiempo. Observando la fórmula de Wien, era posible comprender, a fin de cuentas, que no hay forma de deducirla con ayuda de cualesquiera consideraciones, si éstas se basan en las ecuaciones de la física clásica. Había que echar a un lado la física clásica, botar la lógica y, sin pensar inicialmente en su sentido, idear una nueva hipótesis. Tal hipótesis resultó la hipótesis de los cuantos.

Planck se daba perfecta cuenta de cuán extraordinaria era su hipótesis. Pero ella salvaba a la física y esto era un fundamento suficiente para que él no temiera defenderla. La hipótesis consistía en suponer que los átomos de las paredes del recipiente, en el cual se encuentra la radiación (esos que hemos llamado osciladores), pueden emitir o absorber las ondas electromagnéticas sólo en porciones, cuantos con una energía $h\nu$. Esta suposición resultó suficiente para liquidar la catástrofe ultravioleta.

Mucho mas tarde Planck le escribió desde Berlín a Wood. "Querido colega. Durante mi cena en Greenty Hall, Ud. expresó el deseo de que yo le escribiera más detalladamente acerca del estado sicológico que me condujo hace tiempo a postular la hipótesis de la energía cuántica. Ahora cumplo con vuestro deseo. En breve puedo describir mis acciones como un acto de desesperación, puesto que, por naturaleza, yo soy pacífico y no me gustan las aventuras dudosas. Pero seis años completos, comenzando desde 1894, luché sin éxito con los problemas del equilibrio entre la radiación y la sustancia. Yo sabía que este problema tiene un significado fundamental para la física, yo conocía la fórmula que da la distribución de energía en el espectro normal. Por eso era necesario encontrar la explicación teórica, costase lo que costase. La física clásica era aquí inútil, esto yo lo comprendía... (con excepción de los dos principios de la termodinámica).

Yo estaba dispuesto a sacrificar las concepciones físicas que me había formado. Boltzmann explicó de qué modo el equilibrio termodinámico surge a través del equilibrio estadístico; si se desarrollan estas consideraciones para *el equilibrio entre la* sustancia y la radiación, se demuestra que puede evitarse la pérdida de energía hacia la radiación con ayuda de la suposición de que la energía, desde el principio debe permanecer en forma de ciertos cuantos. Esta era una suposición meramente formal y yo, realmente, no medité mucho sobre ella, considerando solamente que, independientemente de cualesquiera circunstancias, cualquiera que fuera el precio a pagar, yo debía llegar al resultado necesario".

Lo que dijo Planck exige cierta explicación. Para ello debemos *imaginarnos un recipiente, una caja, en la cual hay un campo* electromagnético. Supongamos que en sus paredes se encuentran electrones que no pueden moverse libremente, sino que oscilan, como si estuvieran ligados por un resorte elástico. No hay que pensar que este cuadro es demasiado aproximado, las leyes del equilibrio térmico no dependen de la construcción concreta del sistema y el modelo con los electrones debe conducir al mismo resultado que cualquier otro modelo. Sin embargo, es imprescindible observar dos condiciones: en primer lugar, las *frecuencias de oscilación de los electrones deben ser de los más* diferentes para que ellos pueden irradiar y absorber radiación electromagnética de cualquier frecuencia; en segundo lugar, los electrones deben encontrarse en equilibrio térmico con la pared, para que su movimiento pueda describirse con una temperatura determinada.

Lamentablemente, deducir la fórmula de Planck es bastante difícil. Para ello hay que saber calcular la distribución de los osciladores partiendo de la energía. Nosotros expondremos directamente el resultado final. La fórmula deducida por Planck tiene la forma:

$$f(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

La principal singularidad de la fórmula de Planck puede verse a altas frecuencias. Suponiendo que la energía puede irradiarse y absorberse sólo en forma de porciones finitas, cuantos, ligados con la frecuencia por la fórmula:

$$\varepsilon = h\nu,$$

Planck encontró que con esto la catástrofe ultravioleta desaparece y para la distribución se obtiene una fórmula razonable. A cada temperatura, el espectro puede dividirse en dos partes: en una las frecuencias son mayores que kT y en la otra son menores que kT. La magnitud kT caracteriza aproximadamente la región del espectro donde está acumulada la mayor parte de la energía. Cuando $h\nu$ es mucho mayor que kT, la exponencial en el denominador se hace muy grande y la unidad puede despreciarse, entonces

$$f(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

Vemos que la fórmula de Planck reproduce el comportamiento de la función de distribución de Wien. El espectro de radiación decrece muy rápidamente con el aumento de la energía y, por eso, a altas frecuencias no ocurre ninguna catástrofe.

Las cosas tienen un aspecto tal, que las oscilaciones del campo electromagnético que responden a altas frecuencias, prácticamente no reciben energía. Esto es consecuencia de la hipótesis de Planck sobre los cuantos. Según las concepciones de la teoría clásica, cada oscilación debe tener una energía media kT. Si $kT \gg h\nu$, a tal energía corresponden unos pocos cuantos. Pero si $kT \ll h\nu$, entonces incluso un cuanto resulta demasiado. Los átomos-osciladores no pueden irradiar medio cuanto o un cuarto de cuanto: tales porciones no existen en la naturaleza. Y puesto que cuantos "grandes", cuantos de frecuencia grande, no se emiten, ellos no se encuentran en el campo electromagnético. Estos grados de libertad se "congelan", Se "congelan" todas las frecuencias cuyos cuantos son muy grandes en comparación con kT. Con la disminución de la temperatura se "congelan" más y más oscilaciones. En el cero absoluto desaparcen todos los grados de libertad, la energía y la entropía de la radiación tienden a cero.

El fenómeno de "congelación" de los grados de libertad fue descubierto por Nernst, mucho antes de la aparición de las concepciones cuánticas, meditando sobre cómo debe comportarse la entropía en las cercanías del cero absoluto.

Si consideramos la fórmula de Planck a bajas frecuencias ($h\nu \ll kT$), entonces en esta región puede sustituirse la exponencial por la fórmula $e^{\alpha} \approx 1 + \alpha$ si $\alpha \ll 1$ y obtener la fórmula de Rayleigh - Jeans:

$$f(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT.$$

Esta es una fórmula magnífica. De ella desapareció la constante de Planck h. A bajas frecuencias, cuando el cuanto es "pequeño" la fórmula da el número clásico de grados de libertad del campo electromagnético, $8\pi\nu^2/c^2$ por el intervalo de frecuencia $\Delta\nu$. A cada grado de libertad le corresponde la energía kT.

En la historia con el cuanto, Planck manifestó una intuición sorprendente, ya que en realidad no existe ninguna cadena lógica que lo hubiese podido conducir al descubrimiento.

El mismo Planck no pensaba en verdaderos cuantos, cuantos del campo electromagnético. Para él los cuantos eran sólo porciones de energía que perdía el oscilador. Sólo cinco años después, *Einstein notó que si el cuanto tiene energía*, entonces de la teoría de la relatividad se deduce que debe tener también momento lineal. Entonces el cuanto tiene derecho a la existencia independiente, como partícula de energía ε y masa en reposo igual a cero.

Los cálculos exactos con la fórmula de Planck dan para la densidad de la energía de rediación en una unidad de volumen (ley de Stefan-Boltzmann)

$$E_0 = aT^4$$

donde

$$a = \frac{\pi^2 k^4}{15\hbar^3 c^3} = 1{,}917 \cdot 10^{-15} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \cdot \text{grad}^4}.$$

En esta fórmula entran al unísono tres constantes fundamentales: k, $\hbar$ y c. La constante de Boltzmann de la teoría cinética, la constante de Planck de la mecánica cuántica, la velocidad de la luz de la teoría del campo electromagnético de Maxwell.

La ley de Stefan – Boltzmann usualmente se escribe, no para la densidad de energía por unidad de volumen, sino para la cantidad de energía que un cuerpo, calentado hasta la temperatura T, emite hacia el vacío en un segundo de una unidad de su superficie:

$$\text{flujo de energía} = \sigma T^4$$

donde $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-5}$ g/cm$^3 \cdot$ grad^4. Las constantes σ y a están ligadas por la relación $\sigma = 1/4\ ac$.

Si se divide la densidad de energía E_0 por la energía de una oscilación, esto es, por kT, obtenemos una magnitud que puede interpretarse como el número de cuantos en una unidad de volumen. Este número resulta igual, aproximadamente, a $14\ T^3$. Esto significa que el número de cuantos no permanece constante sino que crece con la temperatura. En esto el gas de fotones se

diferencia del gas ideal, que es un gas con un número constante de átomos.

El descubrimiento de Planck adquirió contenido físico cuando Einstein comprendió que el campo electromagnético está formado por cuantos, fotones, y que los osciladores absorben y emiten fotones, partículas que se mueven con la velocidad de la luz y no tienen masa en reposo.

La aparición de los fotones en la física fue tan inesperada y su existencia era tan difícil de reconocer, que sólo en 1924 se comenzó a considerar a los fotones como un gas y aplicarles las leyes de la física estadística.

GAS DE FOTONES

En 1924 el joven físico hindú Bose encontró que la distribución de Planck se puede obtener casi de la misma manera que la distribución de Maxwell si se considera el campo electromagnético como un sistema de muchos fotones, esto es, considerarlo un gas ideal de fotones. Por supuesto que no se debe olvidar que los fotones no son átomos comunes, ellos no tienen masa en reposo. Bose no olvidó esto y encontró que la fórmula de distribución de Planck no es más que la distribución de equilibrio de este gas de fotones, que en lo sucesivo se llamó gas de Bose.

La deducción de Bose le gustó mucho a Einstein que tradujo el artículo al alemán (del inglés) y lo envió a una revista de física. Después de esto el campo electromagnético (campo de fotones) se convirtió en un nuevo ejemplo de gas ideal, cuya ecuación de estado, por supuesto, no tiene nada en común con la ecuación de Clapeyron – Mendeléiev.

La deducción de la ecuación de estado del gas fotónico es más compleja que la deducción de la ecuación del gas ideal común. Pero vale la pena comprender esta deducción.

Hasta ahora tenemos la fórmula para la densidad de la energía de radiación E_0. Si la densidad de energía se multiplica por el volumen, obtenemos la energía interna de radiación:

$$U = aT^4V.$$

Para incrementar la energía en ΔU es necesario aumentar la temperatura en cierta magnitud ΔT:

$$U + \Delta U = a(T + \Delta T)^4 V.$$

Pero

$$(T + \Delta T)^4 = T^4\left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right)^4 \approx T^4\left(1 + \frac{4\Delta T}{T}\right).$$

De aquí

$$U + \Delta U = U + 4aT^3V\Delta T.$$

Esto significa que el incremento de la energía ΔU está ligado al incremento de la temperatura ΔT por la relación

$$\Delta U = 4aT^3V\Delta T.$$

Pero el aumento de la energía cuando $\Delta T = 1$ es la capacidad *calorífica del sistema a volumen constante:*

$$\Delta U = c_V\Delta T,$$

es decir,

$$c_V = 4aT^3V.$$

Ahora podemos calcular en cuanto cambió la entropía. Sabemos que

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} = \frac{c_V\Delta T}{T},$$

puesto que el calor entregado al gas fotónico se dirige a un aumento de su energía interna. Así que,

$$\Delta S = 4aT^2V\Delta T.$$

Ahora debemos tratar de predecir qué aspecto debe tener la fórmula *que liga la entropía con la temperatura, para que la variación* de entropía se exprese por la fórmula anteriormente escrita.

Supongamos que la fórmula para la entropía tiene la forma siguiente:

$$S = AT^B,$$

donde los coeficientes A y B deben ser determinados. Incrementemos S en ΔS y T en ΔT:

$$S + \Delta S = A(T + \Delta T)^B \approx AT^B + ABT^{B-1}\Delta T,$$

esto es

$$\Delta S = ABT^{B-1}\Delta T.$$

Comparando esta expresión con la fórmula para ΔS obtenida más arriba, inmediatamente hallamos

$$B = 3, \quad A = \frac{4}{3}aV.$$

De esta manera, encontramos la expresión para la entropía de radiación:

$$S = \frac{4}{3}aT^3V.$$

Notemos que, de acuerdo con Nernst, la entropía se hace cero si $T = 0$.

Se puede demostrar, que la radiación se comporta como un gas, que se le puede comprimir gastando trabajo y que, al dilatarse, ella misma realiza trabajo. Supongamos, por ejemplo, que el volumen en el cual se encuentra la radiación, se incrementó del valor V_1 al valor V_2. Si la temperatura se mantiene constante y el proceso es reversible, al aumentar el volumen la entropía crece:

$$S_2 - S_1 = \frac{4}{3}aT^3(V_2 - V_1).$$

Puesto que con el aumento de entropía esta relacionada la entrega de calor: $\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}$, entonces

$$\Delta Q = \frac{4}{3}aT^4(V_3 - V_1).$$

La energía de radiación crece durante la expansión en la magnitud

$$U_2 - U_1 = aT^4(V_2 - V_1).$$

Vemos que la energía creció menos que la cantidad de calor que se obtuvo. Así es como debe ser, puesto que parte del calor se consumió en la realización de trabajo. De las últimas dos fórmulas hallamos que este trabajo es

$$A = \frac{1}{3}aT^4(V_2 - V_1).$$

Pero el trabajo, como es conocido, es igual al producto de la presión del gas por el aumento del volumen, esto es:

$$A = p(V_2 - V_1).$$

De aquí se obtiene que la presión de la radiación es igual a

$$p = \frac{1}{3} aT^4.$$

Esta es la ecuación de estado del *gas fotónico*. Se ve enseguida que ella se diferencia drásticamente de la ecuación de estado del gas ideal. *Lo más sorprendente es que la presión no depende del volumen*, esto es, el gas fotónico se puede comprimir *isotérmicamente y su presión no crecerá en este proceso*. Este comportamiento puede parecer contradictorio para el sentido común. Sin embargo, en esto no hay nada extraño, si se recuerda que el número de fotones no se conserva. Al comprimir el gas parte de los fotones desaparece, se absorbe por las paredes del recipiente; cuando el gas se dilata se crean nuevos fotones.

Si la entropía del gas permanece constante, es decir, si se realiza con el gas un proceso adiabático, entonces el volumen y la temperatura estarán ligados por la ecuación de la adiabática

$$T^3 V = \text{const}.$$

Conociendo las ecuaciones de la isoterma y la adiabática, puede comprobarse el teorema de Carnot, escogiendo en calidad de cuerpo de trabajo el gas fotónico.

El gas fotónico presenta aún una singularidad más: casi siempre es ideal. Los fotones prácticamente no interactúan unos con otros (no chocan) y, por eso, su equilibrio térmico se establece solamente gracias a los procesos de absorción e irradiación en las paredes del recipiente.

Si se pudieran crear condiciones para *la existencia de un gas* fotónico en equilibrio y se supiera medir su presión, tendríamos un *termómetro ideal que mediría la temperatura absoluta sin ningún* tipo de correcciones. Este sería el termómetro más exacto del mundo. *Lamentablemente, es muy difícil repetir el experimento de* Lébedev (medir la presión de la luz) y aún mas difícil crear las condiciones de equilibrio térmico. Por eso, no es posible por ahora crear un termómetro fotónico como tal, pero el principio del termómetro fotónico hace mucho que se utiliza para estimar la temperatura de las estrellas. Si el espectro de emisión de las estrellas se describiera por la ley de Stefan – Boltzmann, entonces la estrella serviría en calidad de termómetro que mide su propia temperatura. Pero para eso, ella tendría que ser un cuerpo negro.

EL CUERPO NEGRO

No cualquier cuerpo calentado irradia el espectro descrito por la fórmula de Planck. Los espectros pueden ser diferentes. A veces constan de líneas separadas, otras veces de franjas. Para que el espectro del cuerpo sea del tipo del espectro de Planck, es necesario que la radiación esté en equilibrio térmico con el cuerpo radiante, para que ella "olvide" todo lo relacionado con el proceso de su surgimiento.

En el siglo pasado se idearon diversos modelos para tal proceso. Uno de ellos, el más popular, se representaba en forma de un recipiente cerrado, una cavidad con un pequeño orificio. A tal cavidad le llamaban "cuerpo negro". La radiación al reflejarse muchas veces en la superficie de las paredes, de forma similar al gas, pasa paulatinamente al equilibrio térmico.

En realidad, es muy difícil formular las condiciones que debe satisfacer un cuerpo negro. Para saber si la radiación está en equilibrio hay que medir su espectro: si éste resulta del tipo del espectro de Planck, entonces todas las condiciones se cumplen.

Por esta razón, podemos imaginarnos el asombro de los físicos, cuando resultó que todo el Universo está lleno de un gas fotónico con un espectro del tipo de Planck. Los fotones portaban consigo *información sobre etapas muy remotas de la historia del Universo* y daban la más convincente demostración de su expansión. Esto parecía un milagro, y este milagro había que descifrarlo.

RADIACIÓN RELICTA

Precisamente éste fue el problema que surgió cuando, en 1965, se encontró que del cosmos, en todas las direcciones, vienen hacia nosotros débiles señales de radio. Estas señales se observaron a una longitud de onda de 7,35 cm. De suponer que se observaba el *máximo de la distribución de Planck, entonces la situación* era como si del cosmos nos llegase la radiación de un cuerpo negro con una temperatura de 3 K. Fue expresada la hipótesis de que esta radiación está condicionada por los restos de los tempestuosos procesos que ocurrieron en el Universo cuando éste estaba muy caliente. Más aún, resultó que la existencia de esta radiación había

sido predicha hace tiempo por Gamov, lo único que todos habian olvidado ya esta predicción.

Si nos movemos hacia atrás en el tiempo, entonces la densidad de sustancia en el Universo crece; junto a la densidad crece también la energia. En ese Universo caliente los fotones surgen y desaparecen, convirtiéndose en pares electrón – positrón. Entre todas las particulas existe el equilibrio térmico.

Pero el Universo se dilata y la energia de las particulas disminuye. Este efecto puede observarse también ahora. Los objetos *lejanos como los cuasares, las galaxias y los conglomerados de* éstas, nos envian radiación, cuya longitud de onda está desplazada a la región de ondas largas con respecto a las mismas lineas en el espectro de esos mismos elementos en la Tierra (este es el llamado corrimiento hacia el rojo). De aqui puede concluirse que los objetos lejanos se alejan de nosotros y que el corrimiento de las lineas espectrales es resultado del efecto Doppler. La velocidad de *alejamiento es proporcional a la distancia al objeto luminoso:* $v = HR$, donde H es la constante denominada de Hubble, según el nombre del astrónomo que descubrió esta dependencia en 1929[1].

La constante de Hubble es aproximadamente igual a $\frac{1}{18} \cdot 10^9$ años. Al expandirse el Universo, la energia media de todas las particulas disminuye, por eso también desciende la temperatura de toda la mezcla caliente. De acuerdo a la ley de Hubble, la longitud de onda de la radiación crece linealmente con la distancia, por lo que cuanto más viejo se hace el Universo, tanto mayor se hace la longitud de onda. Al crecer la longitud de onda la energia de los fotones disminuye y junto con ella disminuye también la temperatura.

Mientras el intercambio de energia entre los cuantos y el resto del mundo continúa siendo enérgico, la temperatura de todas las partes del sistema permanece, en términos generales, siendo la misma. Pero en la medida que el Universo y la sustancia se enfrian, llega el momento en que a los fotones les resulta dificil "botar" su energia formando pares de electrones y positrones. Para esto hay que tener una energia de más de 0,5 MeV o una temperatura de $5 \cdot 10^9$ K. Pero los fotones continuarán perdiendo energia al chocar con los electrones libres. Sin embargo, al disminuir la temperatura los electrones, junto con los protones, se unirán en átomos de

---

[1] El corrimiento hacia el rojo fue descubierto por Slipher en 1922. Hubble lo que halló de sus observaciones fue la relación entre la velocidad de "arranque" y la distancia.

hidrógeno, los cuales, debido a su gran masa, no pueden quitarle *energía a los fotones. Los fotones rebotan en los átomos como una* pelota de tennis en las paredes. Después de esto, los fotones se encontrarán en un aislamiento total, independientemente de que el Universo continúa expandiéndose, enfriándose. En el Universo no hay ni paredes, ni una suficiente cantidad de osciladores, que permitan a los fotones establecer su temperatura en correspondencia con el medio ambiente. Los fotones se encuentran en una situación de aislamiento parecida a la situación de los núcleos en una red cristalina. La transformación de los fotones en *fotones* aislados ocurre a la temperatura de unos 3000 K. En el enfriamiento ulterior, los fotones apenas pierden su energía en la interacción, pero la longitud de su onda continúa creciendo al continuar la expansión del Universo. La longitud de onda crece de igual manera que la distancia entre las galaxias.

Como que la velocidad de la luz permanece constante, entonces la frecuencia de radiación disminuye con el tiempo. Esto significa que también la energía de los fotones $h\nu$ disminuye con el tiempo.

Observemos nuevamente la fórmula de Planck: en ella $h\nu$ entra en la combinación $h\nu/kT$. Por eso, la disminución de ν significa lo mismo que la disminución de la temperatura. Efectivamente, si disminuimos ν y T en un mismo número de veces, el argumento en la fórmula de Planck no se modifica, ni se modifica la propia distribución de Planck, lo único que ahora ella responderá a otra temperatura más baja. *El gas fotónico se enfría, su temperatura* desciende inversamente proporcional al radio del Universo (o a la distancia entre las galaxias):

$$T \sim \frac{1}{R}.$$

El volumen V del Universo crece como R^3 o como T^{-3} y llegamos a la sorprendente fórmula:

$$VT^3 = \text{const.}$$

Esta fórmula ya la hemos encontrado. Ella describe la dilatación adiabática del gas fotónico. El gas fotónico que llena el Universo se dilata como en un enorme recipiente con su pistón.

Inicialmente, los experimentos no proporcionaban material suficiente para comprobar la teoría, porque las mediciones se realizaban solamente para una longitud de onda en la región del máximo. Pero nuevas mediciones confirmaron que el espectro de radiación en realidad concuerda bastante bien con la curva de Planck a ambos lados del máximo.

La temperatura correspondiente a esta curva es igual a 2,7 K. Ahora no queda duda de que el fondo cósmico de radiación de microondas es el residuo de aquellos fotones que una vez jugaron su rol en el proceso de evolución del Universo.

Pero incluso el gas fotónico relicto no se encuentra exactamente en equilibrio térmico. Mediciones cuidadosas aclararon que la fórmula de Planck describe este espectro sólo con exactitud de dos cifras decimales. Esto está ligado con la interacción de los fotones con las moléculas dispersas en el cosmos, con el movimiento de la Tierra con respecto a la radiación relicta y con otros factores diversos. De manera que la radiación relicta resulta, desde el punto de vista de la termodinámica, menos ideal que el gas ideal en el laboratorio.

Así quedó claro, que nuestro Universo representa un termostato, en el cual se mantiene una temperatura de 2,7 K. La medición de la temperatura de radiación relicta en distintos lugares de la bóveda celeste demuestra que la velocidad de movimiento del sistema solar respecto a la radiación relicta es de aproximadamente 300 km/s. Para que se pueda comparar, recordemos que la velocidad de movimiento de la Tierra en su órbita alrededor del Sol es de 30 km/s.

La radiación relicta resultó muy parecida a un sistema de referencia absoluto, respecto al cual puede medirse la velocidad de los objetos cósmicos.

HUECOS NEGROS

La temperatura de radiación relicta no es aún la más sorprendiente de las colecciones de temperaturas. Completamente fantástica parece la historia de la temperatura del hueco negro.

Esta historia inesperadamente surgió ya en el siglo XVIII. En 1783 el joven físico inglés Michael notó que, si existen estrellas con un radio muy grande (500 veces mayor que el radio del Sol) y densidad igual a la del Sol, entonces "... la luz irradiada por tal cuerpo, regresará a él de nuevo, debido a su propia gravedad". Algo después, lo mismo fue repetido por Laplace (en 1799). La predicción, apoyada por fórmulas casi correctas (aunque incorrectamente deducidas), se justificó en la teoría general de la relatividad.

La fórmula para el radio de la estrella, para la cual la segunda velocidad cósmica es igual a la velocidad de la luz (de manera que ningún cuerpo, ni siquiera la luz, puede abandonar su superficie),

tiene la forma

$$R_{gr} = \left(\frac{8\pi}{3}\frac{\gamma\rho}{c^2}\right)^{-1/2}$$

donde γ es la constante newtoniana y ρ la densidad del cuerpo. Si introducimos la masa del cuerpo $M = (4/3)\pi\rho R^3$, entonces la última relación puede escribirse como una relación entre la masa y el radio.

$$R_{gr} = \left(\frac{2\gamma M}{c^2}\right).$$

La magnitud $2\gamma M/c^2$ se denomina radio gravitacional del cuerpo R_{gr} y es proporcional a la masa de la estrella e igual, por ejemplo para el Sol, a 3 Km.

De la teoría de la evolución del Universo se deduce que, además de los fotones, en el Universo debe existir también un fondo de neutrinos, cuya temperatura (un poco más baja que la de los fotones) debe estar alrededor de 2K. Cómo encontrar estos neutrinos "relictos" no lo sabe nadie hasta ahora. Esta es una tarea difícil para los futuros observadores.

Alrededor de un cuerpo celeste, cuyo radio R no sobrepasa su radio gravitaciona R_{gr}, ocurren sucesos muy raros. Todos los cuerpos que se encuentran cerca de tal cuerpo celeste (a una distancia menor que $3R_{gr}$, si el cuerpo se mueve lentamente), caen sobre él y bajo ningunas condiciones pueden desprenderse de este enorme, por su magnitud, campo gravitatorio. Para este cuerpo escogieron un nombre tenebroso: "hueco negro". De la superficie del hueco negro no puede salir señal ni partícula alguna.

En el fuerte campo gravitatorio del hueco negro varía la frecuencia del fotón. A una distancia R_{gr} del centro del hueco negro, la frecuencia (y con ella la energía) del fotón se hace cero. Esto puede comprenderse como que, para desprenderse del campo gravitatorio del hueco negro el fotón debe gastar toda su energía y sale "afuera" con una energía igual a cero, es decir, simplemente desaparece. Sucesos extraños ocurren también con los cuerpos que caen sobre el hueco negro. La caída se acompaña por un desprendimiento enorme de energía y esta circunstancia hace que la hipótesis del hueco negro sea sumamente seductora para la astrofísica.

Los huecos negros es posible que jueguen un rol en aquellas regiones del Universo, donde se desprende gran cantidad de energía: los cuásares, los núcleos de galaxias. Hasta ahora nadie comprende de donde se saca esta energía. Es posible que la

principal fuente de energía de estos objetos sean los huecos negros, cuyas masas son millones y miles de millones de veces mayores que la del Sol y en los cuales, como en las bombas atómicas "se quema" la masa de reposo según la fórmula $E = mc^2$. Este cuadro del balance energético parece bastante imponente. Hay fundamento para considerar que la estrella doble $X - 1$ en la constelación del Cisne tiene un hueco negro en calidad de componente invisible. Sin embargo, todas estas afirmaciones son aún inseguras y no vale la pena por ahora hablar de ellas con mayor detalle.

LA PARADOJA DEL HUECO NEGRO

La existencia del hueco negro es por sí misma paradójica. El *hueco negro se comporta como un cuerpo con temperatura igual al* cero absoluto, porque, con ayuda del hueco negro, puede convertirse completamente calor en trabajo.

Al caer sobre un hueco negro, un cuerpo puede realizar trabajo a expensas de la energía de atracción gravitacional hacia el hueco negro. Si cierto cuerpo cae sobre un hueco negro, entonces toda su energía, junto con la "energía de reposo" M_0c^2 (M_0 es la masa de reposo del cuerpo) puede ser convertida en trabajo[1].

De esta manera, en la frontera del hueco negro toda la energía *del cuerpo se hará cero. Puede decirse que la masa de reposo del* cuerpo se cancelará con su energía potencial negativa en el campo gravitatorio del hueco negro. En las condiciones terrestres comunes, la energía potencial es muy pequeña en comparación con la energía de reposo, de manera que la masa de una piedra que cae permanece prácticamente invariable; al caer en el campo de un hueco negro, ella se hace igual a cero.

La ley de gravitación actúa de manera tal, que la fuerza de atracción es proporcional a la masa del cuerpo atraído, independientemente de con qué esté ligada esta masa. Una tetera caliente es un poco más pesada que una fría; al caer sobre un hueco negro, la tetera caliente desprende una energía algo mayor (en $(1/c^2)\ U$, donde U es la energía interna) que la fría. El hueco negro trabaja como un refrigerador ideal a $T = 0$K, del cual no puede, de

[1] Este trabajo se realiza en forma de una potente irradiación de ondas electromagnéticas y gravitacionales.

ninguna manera, extraerse ninguna energia. Esto significa que el rendimiento de un ciclo, con el hueco negro como refrigerador, será, según Carnot, igual a la unidad. Surge una situación, que recuerda mucho al motor perpetuo de segunda especie y, en todo caso, está claro que se viola el teorema de Nernst. Esta paradoja debe conducir ineludiblemente a la idea, de que el hueco negro no puede tener la temperatura $T = 0$.

La solución de la paradoja había que buscarla en las propiedades termodinámicas del hueco negro. La primera conjetura consistió en lo siguiente.

Si el hueco negro tiene una temperatura diferente del cero absoluto, entonces tiene también entropía. Si el hueco negro tiene simetría esférica, no gira y no está cargado, entonces la entropía puede depender solamente su masa. Pero la entropía es una magnitud adimensional, ella no depende de las unidades de medición; en cuanto al valor numérico de la masa, éste, por supueste, depende de en qué unidades la midamos, en gramos o en millones de toneladas. La entropía del gas ideal se determinaba por la relación de volúmenes y de temperaturas. Por lo visto, también la entropía del hueco negro deberá determinarse por la relación entre su masa y cierta masa patrón estándar. ¿Pero cuál? ¿Qué forma es la que debe tener la expresión para la entropía del hueco negro?

Una solución cualitativa del problema fue ideada por Beckenstein. Su atención la atrajo un teorema de la teoría general de la relatividad. El teorema afirmaba, que, sean cuales sean los procesos que tengan lugar en un sistema, en el cual hay huecos negros, el área total de las superficies de los huecos negros puede sólo crecer. Este teorema muy general, se parece al teorema del crecimiento de la entropía. El área, al igual que la entropía, es una magnitud aditiva y, al igual que la entropía, depende de la masa del hueco negro. Por eso, era tentador suponer, que la entropía del hueco negro es simplemente proporcional a su área $A/S \sim A$. Pero, ¿cómo hacer la entropía adimensional, si el área A tiene dimensiones del cuadrado de la longitud?

UNIDADES DE PLANCK

El micromundo no tiene su propia escala de longitudes. Solamente con las dos constantes $\hbar$ y c no es posible componer una magnitud con dimensiones de longitud o de tiempo. Para ello se

necesita además una masa. Entonces la longitud puede expresarse, *por ejemplo, así:* $\hbar/mc$.

En la teoría general de la relatividad tampoco hay escala de longitud, puesto que ésta no puede componerse con γ y c. Pero si se acude en ayuda de una masa, entonces la longitud puede expresarse como γ_m/c^2.

Unifiquemos ahora ambas longitudes $\hbar/mc$ y $\gamma m/c^2$, formando su media geométrica $\left(\frac{\hbar\gamma}{c^3}\right)^{1/2}$. Al hacerlo, las masas se cancelan. Esta es precisamente la unidad de longitud propuesta por Planck.

Después que Planck introdujo dos constantes fundamentales $\hbar$ y k, él notó que surgió la posibilidad de construir un nuevo sistema de unidades independiente de cualquier patrón artificial. Estas son las siguientes unidades:

$$\text{longitud } l_p = \left(\frac{\gamma\hbar}{c^3}\right)^{1/2} = 5{,}110 \cdot 10^{-33}\ \text{cm},$$

$$\text{tiempo } t_p = \left(\frac{\gamma\hbar}{c^5}\right)^{1/2} = 1{,}7016 \cdot 10^{-43}\ \text{s},$$

$$\text{masa } m_p = \left(\frac{\hbar c}{\gamma}\right)^{1/2} = 6{,}189 \cdot 10^{-6}\ \text{g},$$

$$\text{frecuencia } \omega_p = \left(\frac{c^5}{\hbar\gamma}\right)^{1/2} = 0{,}5863 \cdot 10^{43}\ \text{s}^{-1},$$

$$\text{energía } \varepsilon_p = \left(\frac{\hbar c^5}{\gamma}\right)^{1/2} = 0{,}5563 \cdot 10^{16}\ \text{erg},$$

$$\text{temperatura } T_p = \frac{1}{k}\left(\frac{\hbar c^5}{\gamma}\right)^{1/2} = 4{,}029 \cdot 10^{31}\ \text{K}.$$

Las unidades de Planck son cómodas en el cálculo de sistemas, donde son importantes tanto los efectos cuánticos como los gravitacionales.

Pero las unidades de Planck no son simplemente cómodas, ellas poseen una singularidad de principio. Su existencia significa que en la naturaleza, en el Universo, hay escalas naturales, ligadas al mismo tiempo con las propiedades cuánticas y relativistas del mundo. La constante de Planck determinó la relación entre la energía y la frecuencia (escala del cuanto), la velocidad de la luz, la relación entre la masa y la energía (escala de la energía). Era natural suponer que también las unidades de Planck determinan las escalas *características de ciertos sucesos u objetos. El hueco negro (y su*

entropía) parece un candidato apropiado para la aplicación de las unidades de Planck.

Supongamos que la escala de entropía está ligada con la constante de longitud l_p, es decir, que el área de la superficie del hueco negro hay que dividirla por l_p^2 con cierto coeficiente, que no es posible, por supuesto, conocer de antemano. Sobre la base de tales, hay que reconocer que no muy rigurosas, consideraciones, fue precisamente que se propuso la hipótesis de que la entropía del hueco negro debe tener la forma $S = \alpha A/l_p^2$, donde el coeficiente α hay que calcularlo independientemente sobre la base de cualesquiera otras consideraciones. Esta conjetura resultó correcta. El coeficiente α fue calculado más tarde por Hawking. Resultó ser igual a 1/4.

Conociendo la entropía puede calcularse también la temperatura. Sustituyamos el área A por su expresión por medio del radio gravitacional; tenemos;

$$A = 4\pi R_{gr}^2 = \frac{16\pi\gamma M^2}{c^4}.$$

Utilizando las unidades de Planck, podemos ahora escribir la fórmula para la entropía:

$$S = 16\pi\alpha\left(\frac{M}{m_P}\right)^2.$$

La temperatura se escribe en la forma

$$T = \frac{1}{32\pi\alpha}\cdot\frac{m_P}{M}T_P.$$

Eliminando de estas fórmulas la masa, tendremos

$$ST^2 = \frac{1}{16\pi}.$$

Tal ecuación de estado no se parece a nada conocido. De ella se deduce que a mayor temperatura, menor entropía y en el cero absoluto la entropía se reduce al infinito.

De aquí puede deducirse que, o en nuestros razonamientos hay algún error grave, o con el hueco negro ocurre algo serio y él no "vive" hasta llegar al cero absoluto. Pero, en el marco de las representaciones clásicas la paradoja resultó imposible de resolver.

RADIACIÓN DEL HUECO NEGRO

La paradoja desapareció, cuando Hawking demostró teóricamente que en las cercanías del hueco negro tiene lugar el nacimiento de partículas. De forma inesperada se aclaró que el teorema sobre el crecimiento del área de la superficie del hueco negro deja de ser riguroso en la mecánica cuántica y su entropía puede disminuir debido a que, alrededor del hueco negro, surge un flujo de fotones, que se llevan esta entropía.

El gran valor del potencial del campo gravitatorio cerca del hueco negro conduce a que, en su superficie, se crean pares de fotones (y de otras partículas). La energía de estos fotones (como de todas las partículas en las cercanías del hueco negro) es igual a cero, por eso ellas pueden nacer de "la nada", sin violar la ley de conservación de la energía. Después del nacimiento del par de fotones, uno de ellos va hacia el hueco negro[1] y el segundo se va al infinito a expensas de la energía liberada por el primero. El sistema trabaja como una polea: una carga desciende y, a expensas de ella, otra sube. El resultado de este proceso es la disminución de la masa del hueco negro (y, por lo tanto, también de su superficie) en una magnitud equivalente a la energía de los fotones desprendidos.

La teoría de este proceso es muy compleja. Pero el resultado fue muy interesante. El hueco negro emite fotones, cuyo espectro coincide con la distribución de Planck correspondiente a la temperatura (en unidades de Planck, es decir, con $m_p = 1$ y $T_p = 1$):

$$T = \frac{1}{8\pi}\frac{1}{M}.$$

De esta fórmula se deduce que el coeficienta α es igual a 1/4.

De esta manera el hueco negro irradia como un cuerpo negro ideal (inesperadamente realizado en el cosmos con una gran exactitud).

[1] Se puede (no muy rigurosamente) decir que los fotones, que caen en el hueco negro, adquieren una energía (potencial) negativa.

Ahora se hace clara la fuente de la paradoja. El hueco negro es un sistema inestable, fuera del equilibrio, por eso el concepto de temperatura del hueco negro es un concepto no completamente exacto. La temperatura del hueco negro crece al disminuir su masa; la creación de pares conduce a la disminución de la masa y, por consiguiente, al aumento de la temperatura. Al crecer la temperatura la intensidad de la radiación aumenta y la temperatura crece aún más. Finalmente el hueco negro deberá quemarse completamente en un tiempo finito.

El cálculo del tiempo de combustión no es complejo. Simplificando un poco el esquema del mismo, puede utilizarse para ello la fórmula de Stefan – Boltzmann para la radiación por unidad de superficie del hueco negro y multiplicar el resultado por el área de la superficie.

La respuesta que se obtiene es la siguiente. El tiempo de vida (en segundos) del hueco negro de masa M (en gramos) es:

$$\tau = 2 \cdot 10^{-27} M^3.$$

De este fórmula se ve que, si $M = 10^{15}$ g, el tiempo de vida $\tau = 2 \cdot 10^8$ s, lo cual es aproximadamente igual a la edad del Universo. Para masas mayores el tiempo de vida crece.

Los huecos negros con masas del orden de la masa del Sol (10^{33}) tienen un tiempo de vida prácticamente infinito. La temperatura de tales huecos negros será muy pequeña. La fórmula para la temperatura se puede escribir en la forma siguiente:

$$T = \frac{10^{26}}{M\,(\mathrm{g})}.$$

Si $M = 10^{33}$ g, $T = 10^{-7}$ K.

Para todos los cuerpos celestes y aún más para los hipotéticos, gigantes huecos negros, que, puede ser, alimentan de energía al Universo la temperatura, prácticamente, es igual al cero absoluto. Estos objetos no irradian nada, son refrigeradores ideales, que permiten realizar un ciclo de Carnot con un rendimiento casi igual a uno.

La historia del hueco negro es instructiva. El comportamiento del hueco negro (teóricamente) contradecía los principios básicos de

la termodinámica. La salida se encontró en la mecánica cuántica. La misma historia ocurrió con el tercer principio, postulado por Nernst. Solo después de la aparición de la fórmula de Boltzmann y de la mecánica cuántica quedó claro el vínculo entre el tercer principio y las leyes fundamentales de la física.

Las leyes del micromundo resultan imprescindibles para la explicación de fenómenos, que parecían corresponder al macromundo. La relación mutua entre las distintas partes de la física es tan fuerte, que prácticamente es imposible modificar algo en un lugar sin destruir la armonía de todo el cuadro físico del mundo. Precisamente por eso no tuvieron éxito los intentos de corregir la teoría de la relatividad o complementar la mecánica cuántica. Lo ineludible de estas teorías lo demuestra todo el cuadro físico contemporáneo del mundo.

UNA NUEVA PARADOJA

Los huecos negros con una masa menor que 10^{15} g debieron quemarse hace mucho tiempo. Hay o no huecos negros con masas mayores, esto aún no se conoce.

Las propiedades teóricas de los huecos negros son tan inesperadas que es interesante seguir el posible destino de un pequeño hueco negro.

La radiación de fotones se lleva masa y entropía. La temperatura del hueco negro crece. Consideremos un hueco negro de masa igual a 10^{15} g. Esta masa responde a la temperatura de 10^{11} K. La energía de los fotones a esta temperatura tendrá un orden de magnitud de $kT \sim 10$ MeV. Tales fotones pueden crear un par electrón-positrón (a la masa de este par corresponde una energía de ~ 1 MeV). Cuando la masa del hueco negro se haga aún 1000 veces menor y la energía de los fotones crezca en 1000 veces, comenzará también la creación de partículas más pesadas. El radio del hueco negro (si la masa es 10^{12} g) será igual aproximadamente a $3 \cdot 10^{-14}$ cm, es decir, al radio de las partículas elementales. Ya aquí se oculta una pérfida trampa. Cuando el hueco negro era todavía grande, él consistía en lo fundamental de nucleones - protones y neutrones. Pero el número de nucleones en la naturaleza debe conservarse (también se conseva el número de electrones). Aquí el cálculo del número de partículas se realiza de manera tal, que los pares partícula - antipartícula se desprecian. Se dice que los nucleones tienen una carga bariónica igual a uno y los

antinucleones igual a menos uno. Entonces la conservación del número de nucleones se formula como la conservación de la carga bariónica:

N (nucleones) − N (antinucleones) = carga bariónica

El hueco negro, al quemarse y disminuir sus dimensiones, no puede disminuir el número de nucleones. En el sistema con dimensiones de 10^{-14} cm debe contenerse el mismo número de nucleones que había en la estrella de masa 10^{15} g.

Esto parece improbable. Es aún mas difícil comprender, cómo pueden desaparecer los nucleones. Si la carga bariónica no se conserva, entonces no hay problemas.

El hueco negro se quema y la carga bariónica del Universo disminuye. El hueco negro representa entonces cierto mecanismo que "transforma" partículas pesadas en radiación. Esta solución parece extraña.

Si la carga bariónica se conserva, entonces no se entiende cuál será el destino del hueco negro con enorme carga bariónica y pequeña masa. Por lo visto las propiedades de tal sistema no pueden ser descritas sin nuevas ideas.

La cuestión de si el protón es estable o no, si puede convertirse, por ejemplo, en un positrón, se encuentra ahora en el centro de las discusiones en la física de las partículas elementales. Hay fundamentos bastante sólidos para esperar que el protón, en condiciones normales, pueda convertirse en positrón sólo con una probabilidad muy pequeña. El tiempo de desintegración, según estimados muy aproximados, es de unos 10^{31} − 10^{33} años.

Ahora se han comenzado a construir las primeras instalaciones experimentales para la comprobación de las predicciones teóricas.

La termodinámica, aplicada a los huecos negros, condujo a nuevos problemas, muy profundos.

ENFRIAMIENTO DE UN HAZ DE ANTIPROTONES

Inesperada y muy efectivamente fue utilizado el concepto de temperatura en la idea de la creación de haces de protones y antiprotones, expresada por G. Budker.

Hace muchos años, discutiendo la cuestión del origen de los rayos cósmicos, Fermi examinó la posibilidad de aceleración de las partículas por medio de campos magnéticos caóticos en el cosmos. Surgió la pregunta de, se acelerarán o se frenarán las partículas al

pasar por una "nube magnética". En el artículo de Fermi se escribe al respecto: "Examinemos ahora una partícula rápida, que se mueve entre estos campos magnéticos errantes. Si esta partícula es un protón con energía de varios GeV, él se moverá alrededor de las líneas de fuerza por una espiral con un radio de unos 10^{12} cm, hasta que no ocurre un "choque" con la no homogeneidad del campo magnético. En este caso el protón se refleja de manera algo desordenada y, como resultado de los choques puede ocurrir, bien una ganancia, o bien una pérdida de energía. Sin embargo, la ganancia de energía es más probable que la pérdida. La forma más fácil de llegar a esta conclusión es notar, que a fin de cuentas deberá establecerse un equilibrio estadístico entre los grados de libertad de los campos errantes y los grados de libertad de la partícula. Está claro que la distribución uniforme (por grados de libertad) correspondería a una energía inimaginablemente alta..." En el caso ideal la energía del protón debería igualarse a la energía de la enorme nube. Esto, por supuesto, no ocurrirá.

Más adelante, en el artículo de Fermi se discuten las causas que no permiten el establecimiento del equilibrio térmico estadístico. Puede decirse, que la trasmisión del calor de los campos errantes a los protones ocurrirá muy lentamente, pero un flujo de energía, dirigido de los campos hacia el protón, se establecerá sin falta. Un bonito razonamiento, basado en la analogía con la igualación de temperaturas, permitió obtener simplemente la solución cualitativa de un problema difícil.

Razonamientos parecidos condujeron a G. Budker a una idea que ahora se comprueba en los grandes aceleradores. Un haz de antiprotones, obtenido en el acelerador, consta de partículas cuyos momentos lineales están dispersos en distintas direcciones. Esto significa que las partículas poseen una distribución aleatoria del momento lineal transversal y por cierto que el ancho de esta distribución es bastante grande. Es necesario disminuir esta dispersión. El momento lineal en la dirección del haz (momento lineal longitudinal) también está un poco disperso en su magnitud, pero esta dispersión no nos interesa pues está enmascarada por el gran momento lineal ordenado de las partículas en el haz.

La distribución de los momentos lineales transversales puede caracterizarse por un cierto símil de la temperatura. Mientras mayor sea la dispersión, mayor será la temperatura "transversal" del haz.

La idea consistía en dirigir, junto con el haz de antiprotones y mezclado con éste, un haz de electrones. El haz de electrones puede obtenerse con una dispersión muy pequeña de los momentos lineales transversales, es decir, él tendrá una temperatura

"transversal" muy baja. Pero si la dispersión de los momentos lineales de los electrones es pequeña, entonces los electrones se encuentran en un estado más ordenado (esto es, precisamente, lo que significa que su temperatura transversal es pequeña, mientras que las partículas pesadas tienen una dispersión grande y su temperatura es más alta) y surge un flujo de calor de los antiprotones hacia los electrones. Por eso el haz de antiprotones se "enfriará" y el haz electrónico se "calentará". La dispersión de las velocidades transversales de los antiprotones disminuirá. Esta conclusión podía hacerse sin considerar los detalles de los procesos de interacción entre los antiprotones y los electrones.

Este método de colimación de un haz de antiprotones promete ser efectivo. Para los protones el método de enfriamiento puede simplificar fuertemente el trabajo de obtener "buenos" haces y para los antiprotones sin enfriamiento, en general no se ve forma de crear haces que sirvan para los experimentos.

El "refrigerador" de Budker representa el más sorprendente de los refrigeradores.

TEMPERATURA Y DISPERSIÓN

Por supuesto que la utilización del concepto de temperatura para sistemas poco comunes tales como las partículas en los rayos cósmicos o los haces de partículas surgidos de los aceleradores, constituye una idea muy bonita. Pero esta idea tiene un defecto: los sistemas descritos no tienen en realidad ninguna temperatura, como no la tiene la muchedumbre, que sale del estadio después de un partido de fútbol. La temperatura es una característica de un sistema que se encuentra en equilibrio térmico. Sabemos que, en el equilibrio térmico, no todas las partículas (no todos los grados de libertad) tienen la misma energía. Por el contrario, los valores de la energía de las partículas están esparcidos alrededor de cierto valor medio. Ya hemos hablado de este esparcimiento y lo hemos caracterizado por una magnitud especial, la dispersión $\delta(\varepsilon)$, que es proporcional a la temperatura del sistema. Incluso dijimos que la dispersión puede servir de medida de la temperatura. Sin embargo, lo que es cierto para un sistema en equilibrio térmico, no es necesariamente cierto en otros casos.

El esparcimiento de las energías de las partículas en el haz puede describirse por una dispersión, pero a esta dispersión, en rigor, no se le puede hacer corresponder ninguna temperatura. De todas

maneras, la afirmación de que la energía fluye del sistema con gran dispersión de la energía al sistema de menor dispersión, en la mayoria de los casos es correcta. Puede calcularse que en tal proceso crece la entropia y ella es la única que dirige el curso de los procesos térmicos en la naturaleza. Precisamente por eso, puede sustituirse la palabra "dispersión" por la palabra "temperatura" y no caer en un error. Pero esto puede hacerse hasta un cierto momento. Si dos sistemas tienen igual dispersión, pero no se encuentran en equilibrio térmico (aunque sea uno de ellos), entonces entre ellos puede existir un flujo de energía. Esto no podría ser si los sistemas tuviesen igual temperatura. ¿En qué dirección ocurrirá la trasmisión de energía?

Contestar a esta pregunta sólo es posible calculando la variación de entropía. La transmisión de energía ocurrirá de manera tal que la entropía aumente. Los procesos los dirige la entropia, en este sentido la temperatura es un concepto menos general. No es superfluo notar que semejantes observaciones habia que haberlas hecho también al hablar de las temperaturas negativas y de la inversión de la población de los niveles de energía.

MOVIMIENTO BROWNIANO

Ya no nos puede sorprender que en un mismo volumen puedan existir diferentes temperaturas. Los flujos de calor (o de entropia) de los espines hacia la red, de las nubes magnéticas a los protones y otros muchos ejemplos, ilustran procesos de establecimiento del equilibrio térmico, cuando el calor se trasmite del sistema más caótico (grandes T) al más ordenado (pequeñas T). El primer ejemplo de tales procesos fue el movimiento browniano. Este fue descubierto en 1827 por el botánico inglés Brown, el cual en su artículo (1828) describió el movimiento desordenado de pequeños granos de polvo en un liquido, observado con un potente microscopio.

Es interesante que este fenómeno, casi enseguida, lo ligaron con el movimiento de las moléculas del liquido, pero después, no se sabe porqué razón, este punto de vista fue desechado e incluso a principios de nuestro siglo, se comenzó a explicar el movimiento browniano mediante los flujos en el liquido.

En 1905 en el diccionario enciclopédico de Brockhaus y Efron se escribió: "Por largo tiempo muchos pensaron que el fenómeno

está condicionado por el movimiento real de las moléculas dentro del líquido. Tal opinión, aún en 1863, la sostenía Wiener. Pero inmediatamente después del descrubrimiento del fenómeno aparecierón también otros enfoques sobre sus causas...". De manera que al problema del movimiento browniano preferían volverle las espaldas. Por eso, cuando en 1905 apareció el trabajo de Einstein "Sobre el movimiento de las partículas suspendidas en un líquido en reposo", en él no había siquiera referencias al movimiento browniano. La teoría del movimiento browniano propiamente dicho se contenía sólo en una publicación del año siguiente.

La esencia de la teoría del movimiento browniano consiste en que, en el equilibrio térmico (en la teoría cinética clásica de los gases), todos los grados de libertad siguen sobre bases iguales la ley de equipartición.

Los granos de polvo en el líquido forman un sistema, un gas ideal de partículas, que, aunque no interactúan estre sí, interactúan con las partículas del líquido en el cual están suspendidas.

Imaginémonos que todos estos granos permanecen inmóviles. Esto significaría que la temperatura del "gas" de granos de polvo es igual al cero absoluto. Entonces, necesariamente surge un flujo de calor del líquido hacia los granos, el cual se mantiene hasta que cada grado de libertad de los granos no acumule una energía igual a (1/2) kT. Los granos de polvo tomarán parte en el movimiento térmico en el mismo grado que las partículas del líquido.

Examinando un grano, una esfera de radio r_0, que se mueve en un líquido con un coeficiente de viscosidad η, Einstein obtuvo una fórmula para el valor medio del cuadrado de su desplazamiento (t es el tiempo)

$$\langle \Delta^2 \rangle_{med} = \frac{kT}{8\pi\eta r_0} t.$$

Aún antes del trabajo sobre la teoría del movimiento browniano, Einstein prestó atención a que, de la observación del movimiento de las moléculas diluidas en un líquido (es decir, de la variación del coeficiente de difusión) puede determinarse el número de Avogadro. Para ello hay que hallar k del experimento y utilizar el conocido valor de la constante de los gases $N_A = R/k$. Einstein lo hizo. El valor obtenido por él $N_A = 3{,}3 \cdot 10^{23}$ coincidía aproximadamente con el valor entonces aceptado. El cálculo de Einstein fue una brillante demostración de la realidad de las

moléculas, de la cual, en 1905, aún muchos dudaban[1].

De la fórmula para el valor medio del cuadrado del desplazamiento vemos que, midiendo el desplazamiento de los granos de polvo, puede determinarse la temperatura del liquido. Este método debe ser, en principio, muy prometedor. Los granos de polvo son un gas ideal. El equilibrio térmico se establece rápidamente. Lo único, que es difícil medir Δ^2 con exactitud.

Pueden considerarse también otros ejemplos de movimiento browniano. Por ejemplo, en lugar de un grano de polvo puede considerarse una bolita de radio r_0, que puede, no sólo trasladarse, sino también rotar. Puede calcularse el valor medio del cuadrado del ángulo de giro de la bolita alrededor de su eje $\langle\theta\rangle^2_{med}$. Einstein obtuvo la siguiente fórmula:

$$\langle\theta^2\rangle_{med} = \frac{kT}{4\pi\eta r_0^3} t.$$

La bolita puede servir de termómetro, además para medir las relaciones de temperaturas no es necesario incluso saber el valor de k.

No es difícil obtener una fórmula análoga para una bolita, fijada a un muellecillo imponderable con coeficiente de elasticidad α. Igualando la energía potencial media de la bolita (como para las partículas del gas) al valor (1/2) kT:

$$\frac{\alpha}{2}\langle x^2\rangle_{med} = \frac{1}{2}kT$$

obtendremos para el valor medio del cuadrado del desplazamiento $\langle x^2\rangle_{med} = kT/\alpha$ Háganle una escala al lado a la bolita y el termómetro está listo.

FLUCTUACIÓN

Al hablar de la temperatura y la entropía hemos seguido el enfoque de los termodinámicos del siglo pasado. Se supuso que estas magnitudes tienen un valor rigurosamente dado en cada

[1] Es útil señalar que el desplazamiento medio de los granos es el promedio del tiempo, calculado para un grano. Einstein utilizó, como sabemos, *el promedio del tiempo y no el promedio de las partículas*, como se consideraba en ese tiempo en la teoría cinética de los gases. Esto le permitió resolver el problema del movimiento browniano.

punto y que en el estado de equilibrio térmico la temperatura y la presión son rigurosamente constantes en todo el volumen. Estas suposiciones estaban en la base del primer y del segundo principios de la termodinámica.

En realidad y por supuesto, todas las magnitudes varían con el tiempo y con las coordenadas. Al deducir la fórmula para la presión del gas sobre la pared hablábamos sólo de la presión media. Si se pudieran seguir los valores de la presión más detalladamente, midiéndola cada τ segundos (donde τ es tan pequeña, que el número de choques contra las paredes durante el tiempo τ no sería muy grande), entonces el instrumento mostraría que la presión oscila todo el tiempo, fluctúa. Como que la presión es proporcional a la densidad de energía por unidad de volumen, entonces con su variación, varía también la energía. Las fluctuaciones de la energía (como las de otras magnitudes) sería cómodo caracterizarlas por la desviación de su magnitud respecto a la media: $(\varepsilon - \varepsilon)_{med}$. Pero esta magnitud es como promedio igual a cero[1]. Por eso, es natural caracterizar las fluctuaciones por el valor medio del cuadrado de la misma:

$$\delta(\varepsilon^2) = \langle(\varepsilon - \varepsilon_{med})^2\rangle_{med} = \\ = \langle\varepsilon^2\rangle_{med} - \langle\varepsilon\rangle^2_{med}.$$

Esta magnitud se denomina fluctuación cuadrática media. Es ella precisamente la que se tiene en cuenta comúnmente, cuando se habla de las fluctuaciones. Calcular las fluctuaciones es un asunto difícil y expondremos sólo algunos resultados finales.

Para las fluctuaciones de la presión se obtiene la fórmula

$$\delta(p^2) = \frac{c_p}{c_v}\frac{p^2}{N},$$

o

$$\frac{\delta(p^2)}{p^2} = \frac{c_p}{c_v}\frac{1}{N},$$

donde N es el número de partículas en el sistema. Este es el estimado de la exactitud del propio concepto de presión. Puesto que N comúnmente es muy grande, las fluctuaciones de la presión son, como regla, muy pequeñas. La fórmula análoga para las fluc-

---

[1] Las desviaciones hacia valores menores y las desviaciones hacia valores mayores se compensan mutuamente.

tuaciones de la temperatura de un gas monoatómico tiene la forma:

$$\frac{\delta(T^2)}{T^2} = \frac{3}{2}\frac{1}{N}.$$

Estas fórmulas muestran cuán exactos son los conceptos termodinámicos en condiciones ordinarias. Ambas fórmulas, para las fluctuaciones de la presión y las fluctuaciones de la temperatura, casi coinciden. Ambas afirman que la exactitud de estos conceptos crece como la raíz cuadrada del número de partículas

$$\frac{\delta(p^2)}{p^2} \sim \frac{\delta(T^2)}{T^2} \sim \frac{1}{N}.$$

De manera que para 1 mm^3 de gas (a la presión de 1020 hectopascal) $N \approx 10^{-16}$ y las fluctuaciones relativas son aproximadamente 10^{-16}. Esto significa que, para tal cantidad de gas, la presión y la temperatura tienen un sentido exacto.

Pero nosotros comenzamos la conversación sobre las fluctuaciones no sólo para fundamentar los conceptos habituales, sino con vistas a encontrar un medio de medir la temperatura. Las fórmulas escritas no añaden nada en este sentido, ya que medir las fluctuaciones de las magnitudes termodinámicas es muy difícil. La cuestión se torna algo más sencilla si pasamos a las magnitudes eléctricas.

En un circuito eléctrico donde no hay f.e.m. no fluye corriente. Al menos esto es lo que se deduce de la ley de Ohm. En realidad esto no es del todo así. Más exactamente, esta afirmación es rigurosamente cierta sólo en el cero absoluto, cuando no hay fluctuaciones. A otras temperaturas surge una corriente aleatoria y el movimiento térmico de los electrones casualmente se convierte en ordenado.

La magnitud de las fluctuaciones de la corriente fue calculada por Niquist en 1927. La corriente que aparece no puede ser, por supuesto, constante y con diferente probabilidad surgen corrientes de distinta frecuencia. En lugar de la corriente, puede hablarse de la f.e.m. fluctuante. Para la frecuencia ω, tal que $\hbar\omega \ll kT$, ella se determina por la fórmula

$$\langle \varepsilon^2 \omega \rangle_{med} = \frac{T}{\pi} R(\omega)$$

donde $R(\omega)$ es la resistencia del circuito a la frecuencia ω. La f.e.m. fluctuante puede verse como un testimonio de las oscilaciones térmicas de un sistema electromagnético. La fórmula obtenida puede ya servir de base para la medición de la temperatura. Sin

embargo, los físicos que se ocupan del diseño de la escala de temperaturas, encontraron un método aún mejor.

Para que se comprenda lo que vamos a tratar, es necesario explicar inicialmente lo que es el ruido blanco.

Volvamos al conductor, que se encuentra a la temperatura *T*. Supongamos que por él ahora fluye una corriente la cual alimenta, por ejemplo, las bobinas del imán de un micrófono; este es el esquema más simple de una línea de teléfono. Debido a los efectos térmicos sobre la corriente, portadora de cierta información útil, se superponen corrientes variables aleatorias, que se registrarán por el micrófono y darán lugar a un fondo de ruido. Este ruido puede representarse por el espectro de la dependencia de la intensidad de la señal de la frecuencia. Si este espectro responde a perturbaciones caóticas, el ruido se denomina blanco. El ruido blanco no porta ninguna información, aparte de la información sobre la temperatura. El ruido acompaña a cualquier fenómeno electromagnético. No es imprescindible registrarlo con un micrófono y percibirlo como sonido. Ruido y, en particular, ruido blanco se denomina a las fluctuaciones de cualquier magnitud física. Escogiendo fenómenos diferentes, es posible, al fin, encontrar un método ideal (al menos desde el punto de vista de la teoría) de medir la temperatura. Lamentablemente, como todo método preciso contemporáneo, el método de medición de los ruidos tiene una teoría compleja y sólo podemos comunicar, en calidad de ejemplo, que midiendo los ruidos en la llamada juntura de Josephson (dos superconductores, separados por una fina capa de aislante), resultó posible medir la temperatura de fusión del helio en la escala absoluta con una exactitud de cinco cifras.

EL DEMONIO DE MAXWELL

Vamos a terminar nuestro relato con una última paradoja, que durante muchos años sirvió de tema de discusión y que comprueba muy bien la "solidez" de la física estadística y su relación con el segundo principio de la termodinámica. En la termodinámica todo estaba claro: los procesos ocurren de manera tal, que la entropía crece y no hay medio alguno de violar esta ley. Pero si se mira a los átomos y moléculas de la sustancia, como a puntos materiales, sometidos a las leyes de la mecánica, la validez de la ley de crecimiento de la entropía se torna, al menos, sospechosa. Si es posible mezclar una porción de átomos que se mueven rápidamente

(alta temperatura), con átomos que se mueven lentamente (baja temperatura) y obtener un sistema de átomos, que se mueven de manera *tal* que su distribución se describe por la distribución de Maxwell con cierta temperatura media, entonces ¿por qué no es posible realizar el proceso inverso: dividir de alguna manera los átomos lentos y los rápidos? Tal empresa en nada contradice a la mecánica. ¿ Es posible que la mecánica permita eludir de alguna forma el segundo principio de la termodinámica?

Como mejor se aclara el problema es acudiendo a la ayuda del demonio de Maxwell.

Imaginemos un pequeño ser que puede ver a los átomos. Coloquemos a este demonio en una caja con gas y, haciendo en una pared de la caja una pequeña abertura con una portezuela, enseñémosle al demonio la profesión de portero: abrir la portezuela cuando hacia ella se dirige un átomo veloz, dejando que el átomo salga y cerrarla, cuando hacia la portezuela se dirige un átomo lento. Cuál átomo considerar veloz y cuál lento, dejemos que esto lo decida él mismo. Dotémoslo solamente de la posibilidad de medir muy rápidamente las velocidades de los átomos. Pasado cierto tiempo, se encontrará que la velocidad media de los átomos en la caja disminuyó, el gas se enfrió. El trabajo del demonio condujo al resultado necesario.

Sin embargo este resultado tampoco contradice demasiado a la termodinámica. Si nosotros, sin ningún portero, abriésemos la portezuela, entonces los átomos veloces, por sí solos, saldrían en mayor cantidad, ya que un mayor número de átomos de este tipo se dirige a la portezuela; los átomos con velocidad muy pequeña no se acercarían, en general, a la portezuela. El gas al dilatarse en el vacío se enfría; esto es conocido también de la termodinámica.

Para obtener un resultado nuevo hay que modificar las instrucciones dadas al portero. Hay que pedirle que abra la portezuela ante las moléculas lentas y la cierre ante las rápidas. En este caso el gas no se enfriará, sino que se calentará. Parecería que si la primera instrucción era legal, ¿ por qué no probar también otra?

Con ayuda del demonio, pudiera construirse, de esta manera, un instrumento de calentamiento, que no consumiría ninguna energía. *El simplemente* dividiría el gas en dos partes de diferente temperatura, pero con la misma energía total. Este motor perpetuo de segunda especie no es peor en nada que el motor perpetuo "normal". Tiene un solo inconveniente: él también es irrealizable.

Está claro que el problema radica en el demonio y en que a él se le han atribuido propiedades que contradicen las leyes de la física. La paradoja fue resuelta por Szilard en 1928.

Ante todo aclaremos de qué tamaño debe ser el demonio en comparación con las dimensiones de las moléculas.

Si el demonio consistiera de una o varias moléculas, él mismo realizaría un movimiento browniano y en su sistema de coordenadas (cuya velocidad variará caóticamente) le sería difícil medir las velocidades de otras moléculas y no podría permanecer todo el tiempo junto a la puerta, para abrirla o cerrarla a tiempo. De aquí debe hacerse la conclusión de que el demonio debe ser pequeño y pesado, para que él pueda permanecer junto a la salida, prácticamente inmóvil. Pero entonces nos espera otra contrariedad: los choques de las moléculas no pueden moverlo de su lugar y para percibir estos choques y medir la velocidad de las moléculas, él necesita tener en sus manos un instrumento ligero, que reaccione ante estos choques, por ejemplo una lámina ligera suspendida de un hilo. Pero ¿ de qué dimensiones debe ser la lámina? Si es muy pequeña, ella no podrá permanecer inmóvil. Y todos los razonamientos se repiten desde el principio.

Para que el demonio pueda cumplir sus funciones, hay que mantenerlo a él mismo o a su instrumento a una temperatura muy baja, por ejemplo, enfriándolo constantemente con hidrógeno líquido. Entonces su movimiento térmico se detendrá y él podrá medir las velocidades de las moléculas. Además, él no tiene porqué contar cada molécula por separado y puede seguir las fluctuaciones de los flujos y abrir la puerta cuando la temperatura descienda un poco por las fluctuaciones.

De esta manera, el demonio podría, en principio, sacar energía del movimiento caótico, pero de estas acciones suyas no se podría obtener beneficio alguno. La energía gastada en el enfriamiento del propio demonio, en contener sus propias fluctuaciones, su movimiento browniano, sería al menos igual a la energía ganada por él[1].

La obtención de cualquier información en nuestro mundo, exige un gasto de energía.

La segunda ley de la termodinámica no se puede violar. Esta es una de las leyes más poderosas de nuestro mundo. Tampoco puede eludirse esta ley en un circuito eléctrico. Sería tentador obtener energía, utilizando la corriente, que surge casualmente en un circuito eléctrico. Aquí, en calidad de demonio pudiera servir un simple hornillo eléctrico que se calentaría proporcionalmente al

---

[1] Hablando seriamente, esto significa que el dispositivo para obtener energía de las fluctuaciones no puede tener ni dimensiones moleculares ni macroscópicas. En ambos casos, de él no se podría obtener ningún beneficio práctico.

cuadrado de la corriente (según la ley de Joule - Lenz). Puesto que ninguna corriente puede enfriar el hornillo, el efecto neto siempre sería positivo: poco y lentamente, pero el hornillo se calentará.

El nuevo razonamiento es casi correcto. En realidad, hemos llegado a la idea del motor perpetuo de segunda especie. Lamentablemente, aquí nos molestarán las fluctuaciones de la temperatura del propio hornillo. Su temperatura variará, aumentando y disminuyendo caóticamente, independientemente de la magnitud de la corriente.

Si contenemos las fluctuaciones en el hornillo, colocándola en un refrigerador, entonces la idea funcionará, el calor fluirá del circuito eléctrico al refrigerador, pero esto ya será una máquina térmica habitual con una habitación en calidad de calentador.

Pero de cada historia hay que saber obtener provecho. Hay uno en nuestra historia. Puesto que ningún demonio puede violar el segundo principio de la termodinámica, incluso utilizando los más astutos mecanismos, entonces de aquí se deduce que las leyes de las fluctuaciones no pueden depender de los detalles de los instrumentos, sino que deben determinarse sólo por la temperatura. Precisamente por esto, la medición de las fluctuaciones resulta la mejor solución del viejo problema: ¿Cómo medir la temperatura?

La moraleja consiste en que ningún dispositivo mecánico puede ayudar a eludir las limitaciones impuestas por la ley general del crecimiento de la entropía.

SUBIENDO POR LA ESCALA DE TEMPERATURAS

Retornemos al gas ideal. Las bolitas, que no chocan entre sí, resultaron un buen modelo para la descripción de muchas propiedades del gas, que se encuentra en equilibrio térmico. También este modelo lo utilizaron los físicos del siglo pasado. Pero entonces aún no sabían, que los átomos no son bolitas, sino complejos sistemas constituidos por muchas partículas. Por eso, es completamente oportuno hacer la pregunta: ¿hasta cuándo podemos no pensar que en los átomos hay electrones y núcleos y considerarlos simplemente puntos materiales, que tienen sólo tres grados de libertad? La respuesta está ligada con la mecánica cuántica. En el átomo los electrones no se mueven libremente y no es posible, empujándolos un poquito, añadirles energía de manera similar a como el átomo modifica su energía chocando con otros átomos o con la pared. Para que los electrones en el átomo modifiquen su movimiento o,

como se acostumbra a decir, modifiquen su estado, hay que trasmitirles, no una porción tan pequeña como se quiera de energía, sino una cantidad finita, correspondiente a la energía de excitación del átomo. El electrón en el átomo (de manera similar a los espines en un campo magnético) puede encontrarse solamente en estados de determinada energía. En los átomos comunes la energía de excitación es de unas décimas de electrón-voltio: menos energía el átomo, simplemente, no la puede asimilar. Una décima de electrón-voltio, es aproximadamente 1000 K. A temperaturas de este orden, muchos cuerpos se toman luminiscentes, confirmando con este hecho la excitación de los electrones.

A temperaturas algo mayores (10000 K y más altas), los electrones, al chocar los átomos, pueden desprenderse de las capas atómicas y, junto con los iones, entrar a formar parte del gas. Aquí el gas ideal se "acaba" y en el recipiente se encuentra una mezcla de electrones e iones, cuyas propiedades estarán bastante lejanas de las propiedades de los gases, a las que estamos acostumbrados a temperaturas más normales. La mezcla de iones y electrones (a la cual se añaden, por supuesto, también átomos neutrales) se denomina plasma. El plasma era antes un objeto de investigación bastante poco frecuente: se le encontraba en las descargas gaseosas y pocos eran los que conocían sus propiedades. Ahora al plasma lo llaman el cuarto estado de la sustancia, con él se relacionan los que trabajan en los aceleradores, en la astrofísica y, particularmente, los científicos que se ocupan del problema de la asimilación de la energía termonuclear.

El plasma termonuclear es aún más caliente, en él entran neutrones, extraídos de los núcleos ligeros. Es por los neutrones que se construyen estas instalaciones. Las energías de los neutrones son de miles de electron-voltios, millones de grados.

Por supuesto que los grados aquí son convencionales, en tal plasma no hay un equilibrio térmico completo y generalmente se tiene en cuenta la energía media característica.

La reacción termonuclear no es nuestro tema y solamente llamaremos la atención sobre cómo en el plasma, al crecer la temperatura (es decir la energía), entran en juego nuevos grados de libertad. Mientras mayor sea la temperatura, más partículas participan en el equilibrio térmico. Al disminuir la temperatura, los neutrones "regresan" de nuevo a los núcleos, los electrones se "posan" en sus órbitas; los grados de libertad se congelan completamente tal y como decía Nernst, el cual no podía siquiera suponer cuál resultaría el mecanismo de "congelación de los grados de libertad". Para temperaturas aún más altas, en los choques se crean, del vacío, electrones y positrones. Esto ocurre a temperaturas

del orden de 10^9-10^{10}K. A temperaturas de 10^{13}K se crean nucleones. Procesos de este tipo se desarrollaron tempestuosamente *en las etapas tempranas del desarrollo del Universo.*

Las temperaturas, de las cuales ahora hablamos, no es posible medirlas directamente. No hay termómetro que se pueda "meter" en el plasma.

La temperatura la estiman por la radiación, por la energía de las partículas, la calculan. Pero los millones de grados ahora se tornan una realidad en el laboratorio.

Puede, por supuesto, preguntarse: ¿en qué conservar un gas neutrónico de millones de grados? Pues a hacerlo aprendieron: el gas se "suspende" en el vacío con ayuda de un complejo sistema de campos magnéticos (los llaman "botellas", "tapones", y por otros nombres).

Para terminar hagamos una pregunta: ¿cuál es la temperatura *mas alta de la que tiene sentido hablar (por supuesto no medirla)?* Tal temperatura se encuentra en la lista de las unidades de Planck. Es la temperatura $T_p = 4 \cdot 10^{31}$ K ó $4 \cdot 10^{27}$ eV $= 4 \cdot 10^{18}$ GeV.

Un plasma de esa temperatura, según se piensa actualmente, existía en el mismo inicio del desarrollo del Universo. El enfriamiento de este plasma ultrarrelativistas, acompañado por transformaciones de fase, condujo al Universo actual. Aquí comienza un campo de la ciencia y de la fantasía, en la que ahora no vamos a entrar [1].

¿GRADOS O JOULES?

¿Por qué hasta ahora la temperatura la miden en grados y la cantidad de calor, en calorías y no en unidades de energía, en joules?

Los físicos abandonan de mala gana las viejas magnitudes, no sólo porque hagan concesiones a la costumbre.

Aunque ha pasado mucho tiempo desde que Mayer y Joule determinaron a cuántos joules corresponde una caloría, medir la cantidad de trabajo correspondiente a una cantidad de calor dada *es muy difícil, si esto es necesario hacerlo con exactitud. Los* procesos ideales descritos en el libro permiten en principio llevar

---

[1] Sobre esto se relata de forma amena en el libro de *S. Weinberg.* Los tres primeros minutos (Moscú, Energía, 1980).

a cabo esta tarea, pero nosotros hasta ahora no sabemos realizar un proceso reversible con suficiente exactitud. Por eso, la cantidad de calor es mejor medirla por medios térmicos, con ayuda de un buen calorímetro y no con ayuda de un instrumento mecánico, que realice trabajo.

En ese mismo estado están las cosas respecto a la temperatura. Incluso si pudiéramos medir con suficiente exactitud las velocidades de todas las moléculas, para calcular la temperatura partiendo de la distribución de velocidades medida, haría falta realizar complejos cálculos, en cuya exactitud es difícil confiar. Sólo si el gas es ideal y sabemos que la distribución de velocidades en él se describe por la fórmula de Maxwell, el problema se torna sencillo. Pero, si el gas es ideal, es mejor utilizar la ecuación de estado y medir la temperatura con el termómetro de gas.

Las unidades térmicas siguen hasta ahora sin parecerse a las unidades utilizadas en la mecánica. Su relación con la mecánica se encierra en dos constantes; el equivalente mecánico del calor, que relaciona la caloría con el joule y la constante de Boltzmann, que relaciona el grado con el joule.

Una escala térmica natural quedará establecida cuando los físicos aprendan a medir bien el trabajo en un ciclo térmico (utilizando el primer principio de la termodinámica) y a organizar un ciclo de Carnot para medir la relación de temperaturas (utilizando el segundo principio de la termodinámica).

Ambos problemas se resuelven midiendo fluctuaciones. La probabilidad de encontrar a un sistema en cualquier estado fuera del equilibrio está ligada directamente con la temperatura absoluta. Pero la medición exacta de las fluctuaciones es asunto nada fácil *y las fórmulas, que relacionan las magnitudes medibles con la* temperatura, no son tan fáciles como la ecuación de los gases ideales.

De manera que por ahora los físicos siguen contentándose con una unidad convencional, la caloría y con puntos fijos convencionales que dan la posibilidad de hacer concordar los termómetros en todo el mundo.

Ya hemos dicho que como punto fundamental se acordó seleccionar en punto triple del agua. Además de este punto, en la graduación de termómetros patrones se utiliza también otra serie de puntos, cuyas temperaturas, por definición, se consideran constantes [1].

---

[1] Como ya se dijo, si se establece un punto fijo (y el cero absoluto) con ayuda del ciclo de Carnot, entonces todos los demás puntos pueden medirse y no hay que fijarlos arbitrariamente.

Los valores de estos puntos, por supuesto, responden a las mejores mediciones realizadas, sin embargo se impone la condición de que el mejoramiento ulterior de los métodos de mediciones no los va a modificar, de manera que la escala práctica de temperaturas se diferenciará de la rigurosa escala termodinámica hasta que no se resuelva el problema de medir la cantidad de calor en joule.

Presentemos en conclusión una lista de algunos puntos fijos de temperatura, aceptados en 1968 y propuestos en 1976.

Puntos triples:	agua	273,16	
	argón	83,798	1968
	oxigeno	54,361	
	neón	24,559	1976
Temperatura de transición en estado superconductor:	plomo	7,1999	
	indio	3,1416	
	aluminio	1,1795	1976
	zinc	*0,851*	
	cambio	0,519	

Esta tabla da una idea de la exactitud de la escala moderna de temperaturas.

¿CÓMO SE PIERDE LA MEMORIA?

Llegó el momento de hacer una última pausa y meditar acerca de cuán sólido es el fundamento, sobre el cual se levanta el gran edificio de la teoría cinética de la materia o, utilizando el término moderno, de la física estadística.

Cuando Maxwell introdujo su función de distribución de las velocidades, el comprendía que la deducción de la misma (y él ideó varias) no poseía el suficiente rigor. A pesar de todos los esfuerzos de los físicos y los matemáticos, ellos no han podido evitar cierto salto lógico al pasar de la mecánica con sus ecuaciones de movimiento a la teoría de Maxwell - Boltzmann con sus probabilidades y su entropía.

La Mecánica se desarrolló por su propio camino. La mecánica celeste, por ejemplo, puede predecir las posiciones y velocidades de cientos de cuerpos que forman parte del sistema solar. Resulta interesante que, precisamente en el sistema solar tropezó Maxwell

con la necesidad de introducir la estadística. Maxwell tomó parte en un concurso de investigación de los anillos de Saturno convocado por la Real Sociedad (así llaman en Inglaterra a la Academia de Ciencias). Maxwell demostró que los anillos no pueden constituir una masa sólida, sino que deben constar de una gran cantidad de cuerpos relativamente pequeños que interactúan según la ley de gravitación universal y llegó a la necesidad de utilizar conceptos probabilísticos para describir el comportamiento de los anillos y, lo que es aún más importante, la estabilidad de los mismos.

En la teoría cinética de los gases, la descripción con ayuda de la función de distribución resultó sumamente eficaz. Para esta función puede escribirse la correspondiente ecuación. En el caso más sencillo ésta se denomina ecuación cinética de Boltzmann. Las ecuaciones de Newton desaparecieron por completo de la teoría. Junto a ellas desaparecieron de la teoría las coordenadas e impulsos de las partículas por separado y, en general, todas las magnitudes, a las cuales están acostumbrados los físicos. En algunos problemas, como el del movimiento browniano, aparecen las coordenadas y velocidades de algunas partículas (o de algunos grados de libertad) pero ellas mismas tienen carácter probabilístico, puesto que su variación está sujeta a las leyes de las casualidades de la acción del movimiento térmico de las moléculas en el medio.

Los sistemas físicos que se describen con los métodos de la estadística se denominan estocásticos. Los sistemas estocásticos se diferencian de los sistemas ordinarios ante todo porque carecen de memoria.

Al resolver un problema de mecánica, se dan ciertas condiciones iniciales (por ejemplo, las coordenadas de un cañón y el vector velocidad del proyectil al dispararse) y con ayuda de las ecuaciones de Newton calculamos como las magnitudes varían con el tiempo. El comportamiento de un sistema estocástico, por ejemplo de un gas, no depende en sumo grado de su estado en el instante inicial o de la forma y dimensiones del recipiente en el cual se encuentra el gas. Postulando la pérdida de memoria puede simplificarse la deducción de las fórmulas que determinan las propiedades de los sistemas estocásticos. Así, una corriente de gas que llena un recipiente olvida rápidamente su dirección al chocar con las paredes y encontrar la resistencia del gas que penetró anteriormente en el recipiente. Por otra parte, si nos imaginamos el gas como un conjunto de esferas elásticas que solamente sufren choques elásticos con las paredes del recipiente, entonces parecería que nada puede borrar la memoria, y el movimiento de las bolitas se determina completamente por sus primeros choques.

La cuestión de cómo desaparece la memoria, cómo en el sistema aparece la estocasticidad (las propiedades estocásticas) resultó ser nada sencilla. Durante mucho tiempo existió la opinión de que todo el asunto está ligado con el gran número (infinito en el caso ideal) de partículas en el sistema y la compleja ley de interacción de éstas. Al menos, el ejemplo de los anillos de Saturno habla en favor de este punto de vista.

Pero resultó que esto no es todo y ni siquiera lo más importante. Es posible idear un sistema con un número no muy grande de grados de libertad en el cual, de todas maneras, desaparece la memoria.

EL GAS DE LORENTZ

Ya en los mismos inicios de nuestro siglo Lorentz, estudiando la teoría cinética de los gases, analizó un sencillo modelo que resultó sumamente instructivo.

El movimiento en el espacio tridimensional es muy complejo y, por eso, Lorentz examinó el movimiento de las partículas en un plano infinito. Las partículas de este gas bidimensional no chocan entre sí y solamente lo hacen con discos fijos de idéntico radio distribuidos en el plano, bien aleatoriamente o bien en cierto orden regular. Cada choque se considera elástico, de manera que la reflexión de las partículas por los discos ocurre de acuerdo a la ley óptica de igualdad de los ángulos de incidencia y reflexión.

El cálculo muestra las propiedades inesperadas de este sistema. En el choque elástico la energía de las partículas no cambia, por lo que sus velocidades serán siempre las mismas. En este sentido, el modelo de Lorentz se diferencia del gas real. Pero, aunque sus velocidades no cambian en magnitud, las partículas, después de cada choque, modifican su dirección de movimiento, de manera que después de un gran número de choques, *ellas* prácticamente con iguál probabilidad (es decir, igual número de veces) se moverán en todas las direcciones [1].

Desde luego que, si todo ocurre idealmente, midiendo la dirección de la velocidad de una partícula y conociendo el lugar donde ocurrió su último choque, puede reconstruirse toda la

[1] Se puede para simplificar hablar no de todas las direcciones sino, por ejemplo, de dos direcciones: "hacia arriba" y "hacia abajo" o "a la derecha" y "a la izquierda".

historia del movimiento de la partícula: en el caso ideal las partículas poseen memoria. Pero aquí entra en acción una nueva propiedad del movimiento, la inestabilidad. Si los choques son un poquito inelásticos, si los discos no son completamente regulares o si en cierto lugar se desliza alguna interferencia de este tipo, entonces los errores con cada choque se acumulan y las trayectorias se tornan más y más aleatorias. Esta propiedad del gas de Lorentz puede describirse un poco más exactamente. Supongamos que de cierto punto del plano sale un estrecho haz de partículas que se mueven casi paralelamente. El ángulo α entre las velocidades de las partículas es muy pequeño: $\alpha_0 \ll 1$. Después de los choques con los discos, el ángulo α crecerá y muy pronto todas las direcciones estarán representadas en el movimiento del haz con la misma frecuencia. Puede decirse que las velocidades del haz se "revuelven" y el haz se vuelve estocástico.

La importancia del proceso de "revolvimiento" en la física estadística fue descubierta a finales de los años cuarenta por N. S. Krylov. Esta idea resultó muy fétil y, especialmente en los últimos años, el estudio de la estocastización en distintos sistemas trajo consigo una de las ramas de la ciencia que más intensamente se desarrollan.

ESTABILIDAD E INESTABILIDAD

De esta manera, surgió la hipótesis de que las propiedades estocásticas de los sistemas surgen como resultado de su inestabilidad.

La estabilidad significa la reacción insignificante del sistema ante una pequeña modificación de sus condiciones iniciales. El sistema es inestable cuando pequeñas variaciones de las condiciones iniciales provocan grandes cambios en el estado del sistema, que crecen rápidamente con el tiempo. El concepto de estabilidad surge no sólo en relación con el equilibrio. El gas de Lorentz es un ejemplo de movimiento inestable. El movimiento de las partículas puede hacerse estable si se cambian los discos dispersores por polígonos. La caotización del movimiento en este caso desaparece.

Y.G. Sinai investigó otro sistema bidimensional que resultó conocido como billar de Sinai. Si se limita el plano por una barrera elástica rectangular y, como en el gas de Lorentz, se sigue el movimiento ideal de las partículas que se reflejan sin fricción y sin pérdidas de cualquier otro tipo en estas paredes, entonces

observaremos trayectorias formadas por segmentos de recta. La dirección de estas trayectorias, sin embargo, no será demasiado enredada. Si, por ejemplo, la partícula se reflejó una vez según la normal a uno de los bordes, entonces todo el tiempo continuará moviéndose según esta normal. En cambio, si los bordes no son rectos, la situación cambia bruscamente. Reemplazando los dos bordes rectos cortos por arcos de circunferencia (el campo que así resulta se denomina estadio), nosotros confundimos las trayectorias que caen sobre estos lados. De manera similar al gas de Lorentz, la estabilidad está ligada de forma ingeniosa con la curvatura de la superficies reflectante.

Cuando los cálculos numéricos largos se hicieron fácilmente realizables con ayuda de máquinas computadoras, entonces resultaron conocidos muchos ejemplos de sistemas dinámicos inestables. En los gases y líquidos la inestabilidad conduce a la aparición de la turbulencia.

En la inestabilidad, como hemos visto se encuentra la solución de la estocasticidad. Pero la solución del problema aún no ha llegado.

Puede preguntarse, cómo en el gas de Lorentz o en el billar de Sinai se puede definir la temperatura, cómo determinar el número de niveles y qué es la energía del sistema. Estas son cuestiones más complejas acerca de las cuales ya no vamos a hablar, tanto más que en la ciencia sobre ellas todavía no existe completa claridad.

CONCLUSIÓN

Al terminar nuestro relato sobre la temperatura lo hemos interrumpido en el momento en el que más claramente se aprecia la vitalidad de la Ciencia. Cuando los naturalistas avanzan en el estudio de la naturaleza, ante ellos se alzan nuevos y nuevos problemas.

En los viejos mapas de la Edad Media a veces se encontraba la inscripción "Aquí habitan fieras salvajes". Esto significaba que la región en cuestión aún no había sido explorada por el hombre. En los mapas de los físicos estas inscripciones aparecen por doquier.

La Ciencia posee memoria. Todo lo que ha sido comprendido y conocido en el pasado encuentra su lugar en el nuevo cuadro del mundo. En este libro hemos relatado algunos episodios de esta historia.